عالم المعرفة



من الذرة إلى الكوارك

نحو ثقافة علمية متقدمة لمواكبة علوم العصر وفلسفاتها

تأليف: سام تريمان
ترجمة: د. أحمد فؤاد باشا

سلسلة كتب ثقافية شهرية يصدرها المجلس الوطني للثقافة والفنون والآداب - الكويت



سلسلة كتب ثقافية شهرية يصدرها المجلس الوطني للثقافة والفنون والآداب - الكويت

صدرت السلسلة في يناير 1978 بإشراف أحمد مشاري العدواني 1923-1990

327

من الذرة إلى الكوارك

نحو ثقافة علمية متقدمة لمواكبة علوم العصر وفلسفاتها

تأليف: سام تريمان

ترجمة: د.أحمد فؤاد باشا





سلسلة شهرية يصدرها
المجلس الوطني للثقافة والفنون والآداب

سعر النسخة

الكويت ودول الخليج	دينار كويتي
الدول العربية	ما يعادل دولارا أمريكيا
خارج الوطن العربي	أربعة دولارات أمريكية

الاشتراكات

دولة الكويت

للأفراد	**15** د.ك
للمؤسسات	**25** د.ك

دول الخليج

للأفراد	**17** د.ك
للمؤسسات	**30** د.ك

الدول العربية

للأفراد	**25** دولارا أمريكيا
للمؤسسات	**50** دولارا أمريكيا

خارج الوطن العربي

للأفراد	**50** دولارا أمريكيا
للمؤسسات	**100** دولار أمريكي

تسدد الاشتراكات مقدما بحوالة مصرفية باسم المجلس الوطني للثقافة والفنون والآداب وترسل على العنوان التالي:

السيد الأمين العام
للمجلس الوطني للثقافة والفنون والآداب
ص.ب: *28613* - الصفاة - الرمز البريدي*13147*
دولة الكويت
تليفون: ٢٤٣١٧٠٤ (٩٦٥)
فاكس: ٢٤٣١٢٢٩ (٩٦٥)
الموقع على الإنترنت
www.kuwaitculture.org.kw

ISBN 99906 - 0 - 191 - 2

رقم الإيداع (٢٠٠٦/٠٠٠١٢)

العنوان الأصلي للكتاب

The Odd Quantum

by

Sam Treiman

Princeton University Press 1993

طبع من هذا الكتاب ثلاثة وأربعون ألف نسخة

شركة مطابع المجموعة الدولية - الكويت

ربيع الآخر ١٤٢٧ - مايو ٢٠٠٦

المحتوى

المحتوى



تصدير

إن العلم عموما، بما فيه الفيزياء، قد مر عبر التاريخ بمراحل متعاقبة تنسب عادة إلى الحضارات البشرية التي صنعته، فهناك العلم القديم الذي أنتجته الحضارات القديمة الرائدة للمصريين والبابليين والصينيين والهنود والفرس والإغريق وغيرهم، وهناك العلم الوسيط الذي أنتجته الحضارة العربية الإسلامية في العصور الوسطى. وبحلول القرن الخامس عشر الميلادي تقريبا كانت علوم الحضارة العربية الإسلامية قد انتقلت إلى أوروبا، وشهد العلم تطورا ملحوظا في عصر النهضة الأوروبية الحديثة، وتوصل العلماء إلى القوانين التي تفسر حركة الأجسام والكواكب، وشعر الكثير منهم بأن معظم الاكتشافات الضرورية قد تمت بالفعل، حيث ساعدت قوانين نيوتن للحركة والجاذبية على تفسير حركة الكائنات الموجودة بأحجام كبيرة نسبيا يمكن مشاهدتها بالعين المجردة، حتى ما تبقى من بعض المسائل والقضايا العلمية المستعصية على الحل كانت في رأيهم بحاجة إلى بعض الوقت لحلها.

إن كلمات ومصطلحات من قبيل: «ذرة» و«جوهر فرد» و«جسيمات أولية»، أصبحت تاريخية لا تحمل المعنى المراد منها لغويا في الفكر العلمي والفلسفي. فالجزء الذي قيل إنه لا يتجزأ (atom) يواصل قابليته للانقسام، والجسيمات التي كانت «أولية» (elementary) لم تعد حاليا أولية.

المترجم

وكان أهم ما يميز هذه المرحلة من تاريخ العلم هو أن علوم الميكانيكا والكهربية والهيدروديناميكا وغيرها كانت تتعامل مع الظواهر الكونية باعتبارها سيلا متصلا، وكان الفصل واضحا بين الأجسام المادية من جهة والموجات من جهة أخرى، فلكل خواصه المستقلة التي لا تتداخل مع الخواص الأخرى.

لكن بحلول عام ١٩٠٠م، وبعد أن ظن العلماء أن كل القوانين الفيزيائية الأساسية قد اكتشفت على ما يبدو، ظهر ما لم يكن في الحسبان واضطر العلماء إلى اقتحام عوالم جديدة على مستوى الذرة ونواتها، وعلى مستوى الأجرام السماوية وحشودها، وانبثقت فيزياء جديدة تتعامل مع عالم المتناهيات في الصغر وعالم المتناهيات في الكبر، وواجه العلماء نتائج عملية جديدة بحاجة إلى تفسير جديد غير المألوف عندهم سابقا، واكتشف بلانك وهيزنبرغ وغيرهما نظرية الكم Quantum theory، كما استحدث آينشتين نظرية النسبية Relativity الخاصة والعامة. وقد أدت هذه الفيزياء الجديدة التي ظهرت مع أوائل القرن العشرين، وعرفت باسم «الفيزياء الحديثة» Modern Physics، إلى زعزعة ما كان يسمى بـ «الحتمية العلمية» Scientific Determinism، وبدأ الحديث عن الاحتمالية والنسبية وعدم اليقين والفوضى، وغير ذلك من المصطلحات والمفاهيم التي تميزت بها فيزياء القرن العشرين، وتوالت النظريات الفيزيائية الكبرى التي دفعت بمسيرة هذا العلم قدما، وانعكست آثارها المباشرة على حياة الناس وفهمهم لطبيعة الكون الذي يعيشون فيه. ويمكن تعريف أهم هذه النظريات بإيجاز شديد فيما يلي:

١ ـ نظرية الكم Quantum Theory

في بداية القرن العشرين اتضح للفيزيائي الألماني «ماكس بلانك» أنه يمكن تفسير طبيعة طيف الإشعاع الذي يبثه جسم ساخن إذا ما اعتبر هذا الإشعاع مؤلفا من وحدات صغيرة، أو جسيمات، تماما كما تتألف المادة من ذرات. وسمى بلانك كلا من هذه الوحدات «كمة» أو «كوانتم» Quantum.

ذلك أن القياسات الدقيقة التي أجريت على شدة الضوء الصادر عن أجسام متوهجة بالحرارة كانت قد دلت على أن شدة الإشعاع تتغير مع الطول الموجي بطريقة غير خطية، حيث تظهر قيمة عظمى لشدة الإشعاع عند طول موجي معين. وقد لوحظ أن جزءا صغيرا فقط من الإشعاع الصادر له أطوال موجية في المدى المرئي للضوء، وأن أغلبه يقع في مدى الأطوال الموجية الخاصة بالأشعة تحت الحمراء (أو الحرارة). علاوة على ذلك، تدل هذه المنحنيات التي تمثل تغير شدة الإشعاع مع الطول الموجي على أنه بزيادة درجة الحرارة تتزحزح القيمة العظمى لشدة الإشعاع من نطاق تحت الأحمر باتجاه الضوء المرئي، وهذا يتفق مع تجربتنا من أن جسما محمًّى لدرجة الابيضاض يكون أسخن مما لو كان في درجة الاحمرار.

من ناحية أخرى، وجد أن طيف الإشعاع الحراري الذي يعتمد بشدة على درجة الحرارة يعتمد بدرجة أقل على طبيعة الجسم، وتطلب هذا تعريف ما يسمى «بالجسم الأسود» Black body، وهو الجسم الذي يمتص كل الإشعاع الساقط عليه ولا يعكس شيئا، ومن ثم فهو يعتبر الحالة المثالية للجسم الأسود العادي الذي يمتص معظم الضوء الساقط عليه فيبدو أسود.

وكان لابد من تحليل النتائج العملية لمنحنيات الإشعاع الحراري للجسم الأسود ومحاولة استخلاص القوانين التي تصف السلوك العملي لهذا الإشعاع؛ فاستنتج ستيفان وبولتزمان قانون الإشعاع الذي يقضي بأن إشعاعية الجسم الساخن تتناسب مع درجة الحرارة مرفوعة إلى الأس الرابع، واستنتج فين قانون الإزاحة الذي يقضي بأن الطول الموجي المناظر لقمة منحنى الإشعاع يتناسب عكسيا مع درجة حرارة الجسم. وأمكن اعتبار أشعة النجوم، بما فيها الشمس، في حالة اتزان حراري مع الغازات الساخنة التي تتكون منها الطبقات الخارجية للنجم، ومن ثم يمكن تطبيق حالة إشعاع الجسم الأسود عليها واستخدام هذين القانونين لتقدير درجة حرارتها ومعرفة متوسط الطول الموجي الأعظم للإشعاع الصادر منها.

كذلك توصل بلانك إلى قانون يتفق تماما مع منحنى الإشعاع الحراري للجسم الأسود، وتقوم فرضيته في استنتاج قانونه على أنه أدخل لأول مرة في تاريخ الفيزياء فكرة «تكمية» الإشعاع Quantization of Radiation، وظهر في القانون مقدار ثابت أصبح يعرف الآن باسم «ثابت بلانك» ويرمز له بالرمز h = 6.626 x 10-34 J.s، وهو من السمات الأساسية لعلم الفيزياء الحديثة.

كان من أهم علامات نجاح نظرية الكم أن أسهمت في فهم بنية الذرات على أساس أنه لا يمكن للإلكترونات أن تشغل إلا مستويات طاقة معينة ومحددة بدقة حول النواة. ويمكن للإلكترون أن يقفز من مستوى طاقة إلى مستوى آخر، وأن يبث أو يمتص الكم المناسب من الطاقة عندما يفعل ذلك. ولكنه لا يستطيع أبدا القفز إلى حالة بينية متوسطة. واستطاع أينشتين في عام ١٩٠٥م أن يفسر انبعاث الإلكترونات من سطح معدني بتأثير الضوء على أساس هذه النظرية، وذلك باعتبار الضوء نفسه فيضا من الجسيمات التي صارت تعرف اليوم باسم «الفوتونات» Photons . وكان هذا هو الإنجاز الذي تلقى عليه أينشتين جائزة نوبل في الفيزياء عام ١٩٢١. كذلك أعطى «نيلز بور» في عام ١٩١٣م أول تفسير منطقي لظاهرة ابتعاث الضوء على أساس نظرية الكم الجديدة.

٢- نظرية الازدواجية Dualism

أحسن أينشتين تفسير التأثير الكهروضوئي Photoelectric effect باعتبار الضوء مكونا من «كمات» أسماها «فوتونات». لكن هذا أوقع العلماء في حيرة، إذ كانت هناك أدلة عديدة تؤكد أن الضوء، وهو إشعاع كهرومغناطيسي، إنما هو ظاهرة موجية. واستطاع الفرنسي «دي برولي» de Broglie أن يوفق بين وصف أينشتين لطبيعة الضوء الكمية الجسيمية ووصف السابقين لطبيعته الموجية، فحدد العلاقة التي تربط بين الخاصيتين باعتبار الضوء ذا طبيعة مزدوجة، فهو جزئيا يبدو كأمواج وجزئيا كجسيمات. وقابل دي برولي أن لكل إلكترون موجة تترافق معه بطريقة ما وتوجه حركته، وأن مستويات الطاقة المسموح بها للإلكترون في الذرة تتطابق مع مدارات فيها عدد محدد من أطوال الموجات مثبتة حول النواة.

وفي وقت لاحق من العقد نفسه بدأ الباحثون في دراسة الطريقة التي يحدث بها حيود حزم الإلكترونات بواسطة ذرات الشبكة البلورية، وأظهرت دراسات «جورج طومسون» الابن أن الإلكترونات تحيد في ظل الشروط المناسبة لظاهرة الحيود Diffraction وتنتج نماذج لا يمكن تفسيرها إلا على أساس موجي، وبهذا أثبتت التجارب الطبيعة الموجية للإلكترونات، واقتسم جورج طومسون جائزة نوبل للفيزياء في العام ١٩٣٧م مع الأمريكي «كلينتون دافيسون». والطريف أن جورج طومسون الأب الذي حصل على جائزة نوبل لأنه أثبت أن الإلكترونات عبارة عن جسيمات، رأى ابنه يحصل على جائزة مماثلة لأنه أثبت أن للإلكترونات خاصية موجية. واتضح أن كلا من الأب والابن على صواب بعد أن أثبتت التجربة الطبيعة المزدوجة للجسيمات والموجات على المستوى الذري.

لكن - من ناحية أخرى - بقيت ازدواجية الجسيم - المادة إحدى نقاط الغموض في نظرية الكم، فهي ترتبط بمفهوم عدم يقين الكم، بمعنى أنه لا يمكن لأي ملاحظ أو مراقب أن يحدد بدقة مطلقة كلا من موقع الجسيم وكمية تحركه في اللحظة نفسها. فكلما ازدادت دقة تحديد موقع الجسيم نقصت دقة تحديد كمية تحركه. وقد كان الفيزيائي الألماني «فيرنر هيزنبرغ» أول من لفت الأنظار إلى اللاتعين أو عدم اليقين Uncertainty، باعتباره مظهرا أساسيا من المظاهر الطبيعية للإلكترون أو لأي جسيم آخر، وأفاد الدنماركي نيلز بور من هذا في تطوير تفسيره لبنية الذرة، باعتبار أن مجرد مراقبة الشيء تؤدي إلى تغييره.

ومن طريف ما يُروى حول المفاهيم الكوانتية في هذا الصدد أن الفيزيائي النمساوي أروين شرودنغر E. Schrödinger طرح في عام ١٩٣٥م تجربة فيزيائية تخيلية شبهها بقطة وضعها مجازا في صندوق، ووضع معها قارورة سم، فهي في حالة تراكب الحياة والموت، ولا يمكن معرفة ما إذا كانت القطة حية أو ميتة حتى يفتح الصندوق. وبمعنى آخر، تكون القطة بالنسبة إلى الملاحظ معلقة بين الحياة والموت حتى يتم رصدها. هذه النتيجة تتسم بالمفارقة، لكنها على الأقل تخص النتائج لتجربة فكرية. فإن انكسار القارورة

هو موضوعيا غير معين، وكذلك بقاء القطة على قيد الحياة. وقد أسر شرودنغر ذات يوم إلى زميله نيلز بور قائلا: «يؤسفني أنه كان لي ـ يوما من الأيام ـ ضلع في نظرية الكم»، لم يكن شرودنغر ـ بالطبع ـ يندب مصير قطته الشهيرة، لكنه كان يعلق على المعاني الغريبة المتضمنة في ميكانيكا الكم، هذا العلم الكامن في أساس الإلكترونات والذرات والفوتونات والأشياء الأخرى دون المجهرية Submicroscopic.

وطبقا لمبدأ الارتياب أو عدم اليقين، فإنه لا يمكن تخفيض حدود اللادقة، أي لا يمكن زيادة دقة تعيين الموقع أو كمية الحركة بزيادة دقة جهاز القياس أو طريقته، ولا يمكن التخلص نهائيا من الاضطرابات أو التشويشات Noises التي قد تحدث أثناء القياس، فعدم اليقين هذا ليس أمرا ذاتيا، ولكنه موضوعي يتعلق بطبيعة الجسيمات الأولية وبنيتها المعقدة.

وينطوي مبدأ عدم اليقين على قصور صورة العالم الميكانيكية وضيق حتميتها، كما أنه يبين الحدود التي تصح فيها الطبيعة الجسيمية وحدها أو الطبيعة الموجية وحدها عن المادة، ويعطي تقديرا للخطأ المحتمل الذي يقع فيه المرء حينما يستعمل إحدى الصورتين فقط.

٢ ـ نظرية النسبية Relativty Theory

مع حلول القرن العشرين وظهور نظرية الكم على يد بلانك ومبدأ عدم اليقين على يد هيزنبرغ ظهرت ملامح عصر جديد في رؤية العلماء للطبيعة وإعادة توجيههم لفلسفة القوانين العلمية التي تصف العالم الفيزيائي.

ففي العام ١٩٠٥م وضع أينشتين الخطوط العريضة لنظريته الشهيرة عن النسبية. وهذه النظرية تعتبر مثالا رائعا يوضح الاستنتاجات المهمة للفروض الصورية من التحليل الواضح للحقائق التجريبية، ثم الاستدلال على ما يترتب على هذه الفروض من نتائج، والتحقق من صحة هذه النتائج عن طريق الملاحظة والتجربة. وهذه هي أهم سمات المنهج العلمي الذي تميزت به فيزياء القرن العشرين.

لقد أدرك أينشتين أن النصين الآتيين فرضان علميان يمكن تصورهما على أنهما حقائق تجريبية:

أ - سرعة الضوء في الفراغ لها القيمة نفسها دائما عند قياسها، بغض النظر عن سرعة المصدر الضوئي نفسه أو حركة الملاحظ.

ب - لا يمكن قياس السرعات المطلقة، وإنما تتحدد السرعات فقط بالنسبة إلى جسم آخر.

هذان الفرضان الأساسيان لنظرية النسبية لأينشتين يستحيل إثباتهما مباشرة، لكنهما مؤيدان بعدد كبير من المحاولات الفاشلة لدحضهما، أي أنهما يصمدان أمام كل محاولات التكذيب التي يراها فيلسوف العلم المعاصر كارل بوبر مقياسا للنجاح المؤقت، هذا فضلا عن أنهما يؤديان إلى استنتاجات هائلة جرى التحقق منها بالتجربة.

ولو أننا صدقنا أينشتين لأمكننا أن نثبت بالمنطق وحده أنه لا يمكن تعجيل جسيم مادي إلى سرعات تزيد على سرعة الضوء في الفراغ (٢,٩٩٨ × ١٠^٨ م/ث). وبالنسبة إلى الفرض الثاني، فإنه من السهل تصوره بقياس السرعات النسبية للأجسام. فمقياس السرعة في السيارة يدلنا على سرعة حركة السيارة بالنسبة إلى الطريق، وهذه السرعة ليست مطلقة لأن الأرض تتحرك نتيجة لدورانها حول محورها وأيضا حول الشمس. وبمعرفة هاتين السرعتين يمكن عند الطلب إيجاد سرعة السيارة بالنسبة إلى الشمس. ولكن الشمس نفسها تتحرك في مجرتنا، ومركز هذه المجرة يتحرك بدوره بالنسبة إلى نجوم ومجرات أكثر بعدا، ويبدو أنه من المستحيل معرفة سرعة محددة مطلقة لجسم ما لأن كل شيء يتحرك، ويمكننا فقط الحديث عن مقدار سرعة أحد الأجسام بالنسبة إلى جسم آخر.

ويمكن التعبير عن هذا الفرض بصياغة أخرى تعكس أهميته الأساسية، وعادة ما تقدم الصياغة البديلة بدلالة ما يسمى «مناطات الإسناد» Frames of Reference وإطار أو مناط الإسناد هو أي نظام للإحداثيات تجري القياسات بالنسبة إليه. فموضع الأريكة مثلا يمكن وصفه بالنسبة إلى جدران الغرفة، وتكون الغرفة في هذه الحالة هي مناط الإسناد. وتؤدي الفروض الأساسية للنسبية إلى استنتاج أن الأحداث التي تقع في زمن

واحد في أحد مناطات الإسناد القصورية قد لا تحدث في الزمن نفسه في مناط آخر. وقد أشار أينشتين إلى هذا حين أوضح أن الساعة تدق بطريقة مختلفة للشخص الذي يحملها ولشخص يمر بجوارها. ويمكن إثبات أن أي ساعة متحركة بالنسبة إلى مشاهد ما ستبدو دقاتها أبطأ إذا قورنت بساعة ساكنة بالنسبة إلى المشاهد نفسه. وتسمى هذه الظاهرة «تمدد الزمن»، لأن الزمن يمتد بالنسبة إلى الساعة المتحركة. وقد أجمع العلماء على أن التوأمين اللذين يتصادف وجود أحدهما على الأرض ووجود الآخر في سفينة فضاء يكون لهما عمران مختلفان. وأطلقوا على هذه الظاهرة اسم «التناقض الظاهري للتوائم».

من ناحية أخرى، تؤدي ظاهرة تمدد الزمن إلى حدوث انكماش نسبي في الطول بالنسبة إلى المشاهد الذي يرى الأجسام المتحركة بسرعة فائقة.

أيضا تؤدي دراسة فروض النسبية - كما بينها أينشتين - إلى أنه عند أي تغير في طاقة جسم ما يكون هناك تغير مناظر في كتلته، وتكون النتيجة هي أن:

التغير في الطاقة = التغير في الكتلة × مربع سرعة الضوء

وهذا هو أساس عمل المفاعلات أو القنابل النووية.

٤ - نظرية كل شيء Theory of Everything

يعكف العلماء منذ بضعة عقود على دراسة واحدة من أهم قضايا الفيزياء المعاصرة المتعلقة بتوحيد القوى الطبيعية العاملة في الكون: ذلك أن الفيزيائيين يعتبرون أن الكون تحكمه أربعة أنواع من القوى الأساسية هي:

أولا: قوة الجاذبية (التثاقلية) التي تعمل بين الأجسام المادية، ومن آثارها سقوط الأجسام تلقائيا نحو الأرض، ودوران الكواكب حول الشمس، ودوران الأقمار حول الكواكب. ومدى هذا التجاذب لا نهائي، ولكن شدته ضعيفة جدا.

ثانيا: القوة الكهرومغناطيسية التي تعمل على تجاذب أو تنافر الجسيمات المشحونة كهربائيا، وإليها يُعزى ارتباط إلكترونات الذرة بنواتها، وأيضا ارتباط الذرات ببعضها.

ثالثا: القوة النووية الشديدة التي تحفظ تماسك الذرة ونواتها بربط البروتونات مع النيوترونات، وهي أكبر ألفي مرة من القوة الكهرومغناطيسية. أما النوع الرابع فهو القوة النووية الضعيفة المسؤولة مع سابقتها عن سلوك الجسيمات على المستوى دون الذري، وعليها يُعوَّل بشكل خاص في تفسير التحلل الإشعاعي للنواة بانبعاث أشعة «بيتا».

لكن منطق التوحيد في الفكر العلمي لا يكتفي برد القوى العاملة في الكون إلى تلك الأنواع الأربعة، فثمة حاجة علمية عقلية إلى التفسير البسيط القائم على إيجاد الهيكل الذي تظهر من خلاله هذه الأشكال المتعددة لجوهر واحد. ذلك أن فهم مختلف الأحداث الطبيعية بطريقة موحدة يشكل إحدى أهم مهام الفيزياء. ولم يكن كل تقدم كبير حدث في الماضي إلا خطوة نحو الهدف. مثال ذلك: توحيد نيوتن لقوانين الميكانيكا الكلاسيكية (الأرضية والسماوية) في القرن السابع عشر الميلادي، وتوحيد ماكسويل لنظرية الضوء مع نظريتي الكهرباء والمغناطيسية في القرن التاسع عشر، وتوحيد أينشتين لهندسة الزمان والمكان (الزمكان space-time) مع نظرية الجاذبية (التثاقلية) بين عامي ١٩٠٥ و ١٩١٦، وتوحيد الكيمياء مع الفيزياء الذرية بواسطة ميكانيكا الكم في عشرينيات القرن العشرين.

وقد نجح العلماء الثلاثة (عبد السلام - وينبرغ - غلاشو) نجاحا جزئيا في التوحيد بين نوعي القوة الجاذبة الكهربية والقوة النووية الضعيفة، وكانت هذه النتيجة المهمة واحدة من الكشوف العلمية المميزة التي أهلت العلماء الثلاثة للحصول على جائزة نوبل في الفيزياء في العام ١٩٧٩م. ويجري حاليا تطوير هذه الجهود لاستكمال عملية التوحيد بين القوى الأربع في قوة وحيدة يطلقون عليها اسم «نظرية كل شيء» أو (T. O. E) على سبيل الاختصار. ووفقا لتوجهات التوحيد الكبرى Grand Unification، سوف يكون من شأن هذه النظرية الخطيرة أن تصف في عملية جريئة كل التفاعلات التي تحدث بين الجسيمات، كما أن العلماء يعلقون عليها أملا كبيرا في استكشاف الظروف التي مرت فيها مراحل تكوين الكون المبكرة عندما كانت درجة الحرارة مرتفعة جدا إلى حد يتعذر معه التمييز بين القوى الأربع، وهذا بدوره سوف يؤدي إلى فهم أفضل لطبيعة العالم الذي نعيش فيه. لكن من المحتمل أن تتطلب نظرية موحدةٌ لجميع القوى أفكارا جديدة تماما.

إن هذه النظرية الجديدة تجد ما يدعمها من نظريات علمية أخرى تأتي في مقدمتها نظرية «الانفجار الكبير» Big Bang التي تقضي بأن الكون نشأ في أعقاب انفجار هائل للمادة الكونية الأولى، أو البيضة الكونية Cosmic Egg التي كانت معبأة تحت درجة حرارة وضغط هائلين في حيز صغير جدا، أصغر كثيرا من الحيز الذي يمكن أن يشغله بروتون واحد، أي أنه حجم لا يكاد يعادل شيئا. وتؤكد هذه النظرية بدورها تجارب حديثة تثبت تمدد الكون وتباعد مجراته بعضها عن بعض، مما يدل على أنها كانت في الماضي البعيد متحدة في أصل واحد. لكن هذا لن يكون نهاية المطاف، فاكتشاف النظرية الموحدة التي تصف الطبيعة في جميع الطاقات سوف يتيح الإجابة عن أعمق الأسئلة في علم الكونيات وثوابته الطبيعية.

٥ ـ نظرية الكوارك Quark Model

يعرف الكثيرون أن كلمة «الذرة» في لغتنا العادية تعني أصغر جزء ممكن من المادة أو أي شيء. على أن ضآلة حجم الذرة ووزنها يجب ألا تهون من شأنها والاهتمام بها، فلو استطعنا أن نحصل على الطاقة الكامنة في ذرات غرام واحد من المادة العادية لأمكن استغلال هذه الطاقة لتحريك قطار وزنه مئات الأطنان حول الكرة الأرضية بأسرها.

ولم يكن الدافع إلى البحث في تركيب الذرة في بادئ الأمر هو الرغبة في استخدام الطاقة الكامنة فيها، وإنما نشأ البحث في الذرة وتركيبها بدافع الرغبة في المعرفة باعتبارها حاجة فطرية وعقلية يميل العقل البشري بطبعه إلى تحصيلها من أجل التعرف على أسرار الكون. ومن ثم كانت بداية الحديث عن الذرة عند القدماء ذات طابع فلسفي، فتحدث فلاسفة الإغريق عن ضرورة وجود وحدة أساسية أو جوهر أولي تتألف منه المواد، وبحث فلاسفة الحضارة الإسلامية في منطقية الجوهر الفرد والجزء الذي لا يتجزأ، وظل البحث في الذرات وخواصها فرعا من فروع الفلسفة لا علاقة له بالتجربة العملية، حتى جاء العالم الإنجليزي «دالتون» في القرن التاسع عشر الميلادي ودلل بالتجربة العملية ونتائج التفاعلات الكيميائية على وجود الذرة، ونشأت

فكرة الجزيء المؤلف من ذرتين أو أكثر، فالماء مثلا مركب يتألف من جزيئات، وكل جزيء ماء مؤلف من ذرة أكسجين واحدة وذرتين من عنصر الهيدروجين.

وكان شائعا حتى أواخر القرن التاسع عشر الميلادي أن الذرة لا تقبل التجزئة، بعكس الجزيء الذي يقبل التجزئة إلى ذرات. فكلمة «ذرة» هي الترجمة العربية [غير الدقيقة] للأصل الإغريقي Atom، أي ما لا يقبل الانقسام أو التجزئة.

ومع حلول القرن العشرين حدث تطور نوعي واضح في العلوم الكونية، وسقطت النظرية الذرية القديمة القائلة بعدم قابلية الذرة للانقسام، وأثبتت تجارب العلماء أن بعض الذرات ينفجر تلقائيا، مثل ذرات اليورانيوم والراديوم وغيرهما من العناصر ذات النشاط الإشعاعي، وأن البعض الآخر يمكن تحطيمه بطرق خاصة للحصول على إشعاعات معينة أو لتحرير كميات هائلة من الطاقة للإفادة منها في أغراض مختلفة.

وانفتح بذلك عالم جديد داخل الذرة التي أصبحت قابلة للانقسام أو الانشطار أو التجزئة، وكان على العلماء أن يواصلوا البحث عن وحدة أساسية جديدة لمكونات الذرة تصلح جوهرا أوليا تتألف منه المواد.

كانت البروتونات والنيوترونات من أوائل الجسيمات دون الذرية subatomic التي اكتشفت في أوائل القرن العشرين: تتألف منها نوى الذرات ولذا تعرف بالنيوكليونات nucleons، وتكوِّن أكثر من 99.9 في المائة من مادة الكون. أما النسبة 0.1 في المائة الباقية فهي إلكترونات. وتوالى بعد ذلك اكتشاف العديد من الجسيمات الأساسية الأخرى، واحتاج العلماء إلى أن يطوروا نموذج الكوارك quark كتوصيف جميل ومحكم لحديقة الجسيمات الغناء التي شكلت بخصائصها وتآثراتها أنماطا يمكن تفسير تكونها بوساطة ثلاثة أنواع فقط من الكواركات سميت الكوارك الفوقي up والكوارك السفلي (التحتي) down والكوارك الغريب strange. ويمكن استنتاج خواص عديدة للنيوكليونات بتركيب خواص الكواركات المكونة لها بطريقة بدائية. غير أن جميع محاولات مشاهدة الكواركات فرادى باءت بالفشل حتى الآن إلى درجة أن العديد من العلماء اعتبروها مجرد تسهيلات رياضياتية، ليس إلا، أي

مجرد نظام نظري لوصف التآثرات وليست كائنات «حقيقية» يمكن ملاحظتها ودراستها. لكن نتائج التجارب العملية التي أجريت حديثا على جسيمات عالية الطاقة high energy particles أدهشت الجميع بتقديم الدليل الذي يرجح أن الكواركات كيانات واقعية. وأصبحنا نعلم الآن أن الكواركات بدورها أصبحت عائلة تضم أنواعا يسمى كل منها «نكهة» flavour، وتطورت النظرية بعد ذلك حيث أضيفت ثلاثة كواركات أخرى هي: الفاتن charm والقمة top والقاعي bottom، وأصبح المجموع ستة كواركات تتكون منها سائر الجسيمات المعروفة في الطبيعة، والتي هي أساس بناء المادة.

وتجدر الإشارة إلى أن الفيزيائي الأمريكي مواري جيلمان M. Gell-Mann هو أول من أطلق تسمية «الكوارك» على تلك الجسيمات. ويقال إنه استقاها من رواية للكاتب الأيرلندي جيمس جويس اسمها «يقظة فينغان» Finnegans Wake، وكان قد استخدمها ككلمة سر من دون معنى من الكلمات التي تبدأ بها أغنية في الرواية. وجيلمان أيضا هو الذي أطلق تسمية «نكهة» لتعني أن لكل كوارك خاصية محددة يتميز بها. وقد حصل على جائزة نوبل في الفيزياء للعام ١٩٦٩م لاكتشافاته حول تصنيف الجسيمات الأولية وتآثراتها.

وفي العام ١٩٦٣م اقترح الفيزيائي الأمريكي أوسكار غرينبرغ O. Greenberg وجود ألوان مميزة لتلك الكواركات، وأمكن بهذا الاقتراح حل الكثير من المشكلات التي اعترضت نموذج جيلمان للكواركات، ونشأ بذلك علم جديد يعرف باسم «ديناميكا اللون الكوانتية» أو «الكروموديناميكا الكمية» quantum chromodynamics، أو QCD على سبيل الاختصار. وبناء عليه يكون للكواركات الستة أضداد مثلها، ولكن بإشارة مخالفة، فيصبح العدد اثني عشر كواركا وضديده، ثم يأخذ كل منها ثلاثة ألوان مختلفة لينتج ستة وثلاثون كواركا أو عضوا في عائلة الكواركات.

وهكذا نجد أن عدد الجسيمات الأساسية والأولية وضديداتها المعروفة حتى الآن قد وصل إلى عدة مئات، صُنفت إلى مجموعات بحسب كتلها، أو طبيعة ونوع تآثراتها، أو خاصية التماثل (التناظر) فيها. وأصبحنا نتحدث اليوم عن مجموعة الليبتونات، ومجموعة الميزونات، ومجموعة الباريونات (التي تضم

مجموعة النيوكليونات ومجموعة الهيبرونات)، أو مجموعة الهدرونات (التي تدخل في التآثرات القوية)، وغيرها. وتطرق البحث منذ ستينيات القرن العشرين إلى التركيب الداخلي لهذه الجسيمات وبنائها من وحدات أولية هي «الكواركات»، ترتبط مع بعضها بواسطة «جليونات». ثم بدأ العلماء أخيرا في مناقشة البناء الداخلي للكواركات من بريونات preons!.. وتأكد لنا اليوم أن كلمات ومصطلحات من قبيل: «ذرة» و«جوهر فرد» و«جسيمات أولية»، أصبحت تاريخية لا تحمل المعنى المراد منها لغويا في الفكر العلمي والفلسفي. فالجزء الذي قيل إنه لا يتجزأ (atom) يواصل قابليته للانقسام، والجسيمات التي كانت «أولية» (elementary) لم تعد حاليا «أولية».

أخيرا، يتضح من هذا العرض الموجز لأهم قضايا العلم ونظرياته الحديثة والمعاصرة، بما فيها نظرية الكم، أنها تتميز بمفاهيم جديدة ومتطورة، وإن كان يصعب تصورها في بعض الأحيان لأنها لا تتفق مع ما اعتدنا عليه من تصورات تقليدية (كلاسيكية). مثال ذلك مفاهيم من قبيل: تغير المسافة والزمن تبعا لسرعة مناط الإسناد، وثنائية جسيم ـ مادة، ومبدأ الارتياب، والحالة المتراكبة لقطة شرودنغر، واعتبار أن مجرد ملاحظة الشيء تؤدي إلى تغييره وكأن التجربة تعي وجود من يراقبها، وغير ذلك مما يصعب تصوره بالطريقة الاعتيادية إلى درجة أن قال ريتشارد فاينمان R. Feynmann الحائز على جائزة نوبل للعام ١٩٦٥م عبارته المشهورة: «نظرية الكم هي النظرية التي يستخدمها الجميع ولا يفهمها أحد على الإطلاق»!..

لكن إمكان التخيل مرتبط دائما بتطور المعرفة العلمية والاتجاه نحو التعميم والتجريد. ومع تقدم العلوم تتغير النماذج وتصبح المفاهيم أكثر عمومية وتجريدا، وبالتالي تصبح العلوم أكثر قدرة على تفسير الواقع الموضوعي، وأعمق سبرا لأغوار الطبيعة وأسرارها التي لم تعد لها صفة البساطة التي كان يتخيلها القدماء. فنحن نعيش الآن عصرا مدهشا بدأت فيه النتائج التجريبية تلقي ضوءا على المسائل الفلسفية العويصة. ولا شيء أشد إثارة وغرابة من النتائج التي جاءت بها نظرية الكم، والتي تأكدت بشكل رائع من خلال تنبؤاتها الدقيقة على صعيد الظواهر الذرية والجزيئية

والنووية والضوئية، وفي فيزياء الحالة الصلبة والجسيمات الأساسية. وهذا كله يوضح أننا في حقيقة الأمر نعيش في عالم كوانتي غريب، يتحدى بطبيعته المخالفة للبداهة كل تفسير منطقي مريح عهدناه وألفنا مفاهيمه في العالم الكلاسيكي.

من هنا تأتي أهمية الكتاب الذي بين أيدينا للفيزيائي المعروف سام تريمان المتخصص في فيزياء الجسيمات. وقد اختار لكتابه عنوان «الكم (الكوانتم) الغريب» The Odd Quantum، وذلك بعد أن ضمنه سلسلة محاضرات مبسطة كان قد ألقاها في جامعة برنستون للمبتدئين وغير المتخصصين في فيزياء الكم تحت عنوان: «من الذرات إلى الكواركات على درب الكم». "From Atoms to Quarks, Along the Quantum Trail". لكننا آثرنا، من جانبنا، أن نفيد من هذا الأخير بتصرف بسيط ليكون عنوان الترجمة العربية للكتاب: «من الذرة إلى الكوارك في عالم الكم الغريب»، اعتقادا منا بأنه الأنسب لجذب اهتمام القارئ العربي إلى تنمية ثقافته العلمية وتطويرها لمواكبة علوم العصر وفلسفاتها. كذلك سمح المترجم لنفسه ـ باعتباره أستاذا للفيزياء ـ بأن يضيف بعض العبارات والتعليقات بغية المزيد من الإيضاح في أضيق الحدود، مع تمييز ما أضافه في المتن بوضعه بين قوسين معقوفين، وما علق عليه في الهامش بإتباعه بكلمة [المترجم].

ولا يفوتني أن أتوجه بخالص الشكر والتقدير للقائمين على إصدار سلسلة «عالم المعرفة» وحرصهم على انتقاء الجديد دائما في مجال الفكر العلمي والفلسفي، وتقديمه للقاعدة العريضة من أبناء أمتنا العربية الإسلامية.

هذا، والله من وراء القصد، وآخر دعوانا أن الحمد لله رب العالمين

أحمد فؤاد باشا



تقديم

ما لم أجده بسهولة هو الكتب التي تحتل موقعا وسطا

المؤلف

ظهرت فكرة هذا الكتاب بعد أن انتهيت سابقا من حلقة دراسية للمبتدئين في جامعة برينستون لمدة فصل دراسي واحد. كان برنامج الحلقة مفتوحا لطلاب السنة الأولى ليقدم موضوعات خاصة في مدى واسع، أكثرها موضوعات طموحة جدا. وكانت مشاركة الطالب طواعية وانتقاء، وكانت قاعات الدرس صغيرة. عنوان الحلقة الدراسية التي نتحدث عنها هو: «من الذرات إلى الكواركات، على درب الكم (الكوانتم) Quantum. ولقد توقعت، وأكد الطلاب بعد ذلك، أن المادة العلمية صعبة إلى حد ما. لكنهم كانوا منفتحين ومتحمسين لذلك بشدة. وكان معظمهم متعمقا قبل ذلك في موضوعات ذات مستويات مختلفة في مؤلفات مبسطة عن نظرية النسبية، والكونيات (كوزمولوجيا)، والذرة، والفيزياء النووية، وفيزياء الجسيمات. وهكذا. وحصل بعضهم على قسط مبدئي من هذه الموضوعات في مقررات المدارس الثانوية، وتطلعوا إلى معرفة المزيد.

وفضل عدد من الطلاب بعد ذلك، في السنة الثانية بالكلية، أن يختار تخصصه الرئيسي في أحد العلوم الطبيعية أو الهندسية؛ بينما اتجه آخرون وجهات أخرى: في العلوم الاجتماعية أو الإنسانيات. وكان القاسم المشترك بينهم هو ما تولد لديهم من فضول وحب استطلاع لمعرفة الذرات والإلكترونات والنيوترينوهات والكواركات وميكانيكا الكم (الكوانتم) ونظرية النسبية، وكل ما يتعلق بذلك.

كانت هناك قراءات ممتازة ينبغي التوصية بها للعديد من الموضوعات المتضمنة في الحلقة الدراسية، وذلك في كتب تقدم في الأساس شروحا وصفية، أكثر منها رياضياتية، لتطور الفرض الذري في القرن التاسع عشر الميلادي، والاكتشافات التالية للنواة ومكوناتها، وفيض الجسيمات دون النووية بأنواعها المختلفة، والصورة الحديثة للكوارك، وهكذا... لكنني رغبت في أن أكرس بعض الوقت للإطار النظري الأساسي، ولمقدمة مفاهيم وتجارب ميكانيكا الكم، من أجل التعمق في فهم التصور الكيفي العام. لم يكن هناك بالطبع عجز في الكتب التعليمية الخاصة بميكانيكا الكم لطلاب التخصص في مرحلة البكالوريوس، وللطلاب الخريجين، والمحترفين في مختلف فروع العلم والتقنية. من ناحية أخرى، هناك العديد من الكتب الرائعة التي تعتمد في عرضها لميكانيكا الكم بصورة رئيسية على أسلوب الوصف الكيفي، واستخدام القياسات التمثيلية، والمفردات المجازية، والتلميحات أو الإشارات الضمنية، وما شابه ذلك. هناك أيضا كتب عديدة تستخدم رسوما تخيلية، وتشتمل على مخططات ومقتطفات شائقة من سيرة المكتشفين الذاتية، وتستعين بوسائل أخرى لجذب اهتمام القارئ.

ما لم أجده بسهولة هو الكتب التي تحتل موقعا وسطا، وتهتم بالمعالجات وطرق التناول ذات الصبغة التحقيقية والرياضياتية بدرجة تكفي لتوصيل قدر ما من الجوهر الحقيقي لنظرية ميكانيكا الكم ومناهجها وغرائبها، ولكن من دون إفراط في النواحي الفنية أو التخصصية الدقيقة. هذا الكتاب المتواضع يتضمن هذه المهام الوسطية باعتبارها الغاية التي ينشدها. فهو يهدف إلى مخاطبة جمهور عريض من محبي المعرفة والاطلاع: من العلماء غير

المتخصصين في فروع ميكانيكا الكم، وأيضا من غير العلماء، على أي مستوى، خاصة أولئك الذين ينفرون من التفصيلات الفنية والمعادلات الرياضياتية. من المؤكد أن الكتاب على هذا النحو يتجاوز قدرات المبتدئين، ولكن بإمكانهم أن يتصفحوه ويغترفوا منه. وسوف أكون سعيدا إذا ما استقبل هذا الكتاب على أنه سلسلة مقالات وجيزة متصلة.

هناك كلمة بخصوص الرياضيات: فقد وردت هنا بالقدر الذي يعطي صورة صريحة للمفاهيم التي تفهم في الغالب على نحو أفضل من خلال صياغتها الدقيقة في معادلات، وللتفسيرات التي تتماشى مع تلك المعادلات. على سبيل المثال، هناك فرق بين أن تجزم من دون توضيح بأن ميكانيكا الكم تُعنى بالاحتمالات، فهذا شيء، وبين أن تضمن هذه المقولة في صياغة رياضياتية محددة هي دالة موجية يوصف تطورها مع الزمن بمعادلة محددة، وتقتضي الضرورة أحيانا أن يترجم محتواها المعلوماتي باستخدام مصطلحات رياضياتية؛ وهذا شيء آخر. القارئ غير مطالب كثيرا بأن يحل بالفعل أي معادلات صعبة، لكنه مدعو - اختياريا - من وقت إلى آخر لأن يثبت حلا أعطيناه له مجانا [لوجه الله!] provided gratis.

إن ميكانيكا الكم هي الموضوع الرئيسي لهذا الكتاب؛ لكنني لا أستطيع مقاومة إغراء الانغماس في مراجعات مختصرة للميكانيكا الكلاسيكية، والكهرومغناطيسية، ونظرية النسبية الخاصة، وفيزياء الجسيمات، وموضوعات أخرى.

إنني أقر بالجميل لجوان تريمان على كلماتها المشجعة، وعلى تحملها وصبرها.

المؤلف





1

مدخل

من يطلع على القسم الخاص بالفيزياء من كتالوج جامعة شيكاغو للعام الدراسي ١٨٩٨ - ١٨٩٩م يمكنه قراءة ما يلي:

«في حين أنه ليس من المأمــــون أبدا الجزم بأن مستقبل العلوم الفيزيائية يخبئ أعــاجــيب أكــثــر إثارة للدهشـــة من روائع الماضي، إلا أنه يبدو من المحتمل أن تكون أغلب المبادئ الأساسية الكبرى قد استقرت بصورة راسخة، وأنه ينبغي البحث أساسا عن المزيد من الإنجازات في التطبيقات الدقيقة لهذه المبادئ على جميع الظواهر التي تلفت أنظارنا... وقد لاحظ فيزيائي بارز أن حقائق المستقبل في أي علم فيزيائي ينبغي توقعها والبحث عنها في المنزلة (الخانة) السادسة للكسور العشرية».

أغلب الظن أن يكون كاتب هذا التقرير الذي تضمنه الكتالوج هو ألبرت أ. ميكلسون A. A. Michelson الذي كان رئيسا لقسم

لقد وصلنا الآن إلى مستوى أساسي أعمق يتضمن ـ من بين كائنات أخرى ـ الكواركات والجليونات. إلا أن هذه أيضا يمكن استحداثها وهدمها.

المؤلف

الفيزياء آنذاك، فقد سبق له أن قال نفس الكلمات تقريبا في خطابه أمام أحد الاجتماعات في عام ١٨٩٤م. أما العالم البارز الذي ذكره فهو اللورد كلفن Lord Kelvin على أرجح تقدير. وقد ثبت أن ما قيل في عام ١٨٩٤م جاء في ذات الوقت الذي ظهر فيه ما يناقضه. ففي تتابع سريع، بدأ على الفور بعد ذلك اكتشاف الأشعة السينية، والنشاط الإشعاعي، والإلكترون، ونظرية النسبية الخاصة، وبدايات ميكانيكا الكم (*) quantum mechanics - وحدث هذا كله خلال عقد واحد من الزمان حول منقلب القرن [التاسع عشر الميلادي]. بل إن ميكلسون نفسه، الذي عمل مع مورلي E. W. Morely، هو الذي أجري في عام ١٨٨١م تلك التجربة الحاسمة التي شكلت حجر الأساس فيما بعد لنظرية النسبية الخاصة (**). وقد نال كل من ميكلسون وكلفن جائزة نوبل في أوائل القرن العشرين (***).

باختصار شديد، لم تكن المبادئ الأساسية الكبرى كلها قد استقرت على نحو راسخ حتى نهاية القرن التاسع عشر الميلادي. وينبغي أن تحكى هذه الرواية التحذيرية دون أن يكون لها أي إيحاءات زائفة. فالعالمان البارزان - وهناك آخرون سايروا هذا الرأي - كانا ينظران إلى الوراء ويرقبان قرنا استثنائيا من حيث الإنجازات التى تحققت، وهي الحقبة التي انتقلت خلالها العلوم الفيزيائية إلى مرحلة عالية من التطور مع نهايات القرن [التاسع عشر الميلادى]. فقد أقيم الدليل على الخاصية الموجية للضوء، وتم اكتشاف قوانين الكهربية والمغناطيسية ووضعها معا في إطار موحَّد، وانجلت حقيقة الضوء في تذبذبات لمجال كهربي

(*) يستخدم هذا المصطلح في المؤلفات العربية أحيانا بصور مختلفة، فيقال: ميكانيكا الكوانتم، الميكانيكا الكوانتية، الميكانيكا الكمومية. وقد آثرنا استخدام الترجمة السائدة «ميكانيكا الكم»، ولجأنا إلى الترجمات الأخرى فقط عندما تظهر كلمة «كمية» quantity أو مشتقاتها في الجملة نفسها التي تظهر فيها كلمة «كمّة» quantum ومشتقاتها لكي لا يلتبس الأمر على القارئ [المترجم].

(**) استخدم ميكلسون ومورلي في هذه التجربة مقياس التداخل الذي اخترعه الأول لتعيين سرعة الضوء، وقد أعادا هذه التجربة أكثر من مرة لتعطي النتيجة نفسها التي بنى عليها آينشتين نظريته في النسبية [المترجم].

(***) حصل ألبرت أبراهام ميكلسون على جائزة نوبل في الفيزياء للعام ١٩٠٧م [المترجم].

ومغناطيسي، وازداد التحقق من الفرضية الذرية مع تقدم القرن، وصيغت قوانين الديناميكا الحرارية بنجاح واتخذها الذريون أساسا لديناميكا الحركة الجزيئية، وغير ذلك كثير. وبالرغم من أن قانوني قوة الجاذبية (التثاقلية) والقوة الكهرومغناطيسية كانا مفهومين تماما على ما يبدو، بصورة مؤكدة ظاهريا، إلا أنه ظل مطلوبا أن نعرف ما إذا كانت هناك أنواع أخرى من القوى المؤثرة على المستوى الذري. بمعنى أنه ما زال هناك جهد إضافي ينبغي بذله، وليس مجرد بحث عن مزيد من الدقة في المنزلة (الخانة) السادسة للكسور العشرية. لكن الإطار النيوتوني المشبَّه بالساعة بدا مؤكَّدا. ففي هذا التصور «الكلاسيكي» classical للعالَم الفيزيائي يعتبر الزمان والمكان مطلقين؛ وكل قطعة مادية صغيرة ذات ثقل، متحركة بسرعة ما محددة على طول مسار ما محدد، تشغل مكانا ما محددا في كل لحظة، طبقا لقانون القوة الذي صاغه نيوتن.

هذه الإطلالة الكلاسيكية تمتد حقيقة لتقدم تفسيرا ممتازا للعالم الفيزيائي عندما تكون السرعات صغيرة مقارنةً بسرعة الضوء، وتكون الأبعاد كبيرة مقارنة بحجم الذرات. لكن نظرية النسبية غيرت مفاهيمنا وتصوراتنا الأعمق لثنائية المكان - الزمان، وبدّلت ميكانيكا الكم تصورنا للواقع الموضوعي. فكلتا النظريتين مخالفتان للخبرة العادية اليومية، ولإحساسنا المشترك بالعالم، خاصة ميكانيكا الكم التي تشكل الموضوع الذي يركز عليه هذا الكتاب.

نظرة إجمالية

ربما يكون من المناسب أولاً، قبل أن نبدأ رحلتنا، أن نبين إجمالاً بعض أوجه التباين والمغايرة بين النسقين الكلاسيكي والكميّ. وسوف نعتبر هنا بدرجة كبيرة منظومة system من جسيمات نقطية متحركة تحت تأثير جسيم بيني وربما مجالات قوة خارجية مميزة بدالة طاقة جهد (موضع) potential energy.

التكمية

من وجهة النظر الكلاسيكية، يمكن لجسيم ما أن يتواجد في أي مكان، وأن يكتسب أي كمية تحرك momentum (كمية التحرك = الكتلة × السرعة). بالتناظر، يمكن أن تأخذ كمية تحركه الزاوي angular momentum أيّة قيمة - وتعرّف كمية التحرك الزاوي بدلالة الموضع وكمية التحرك. لهذا يمكن أيضا أن تأخذ طاقة حركة الجسيم وطاقة موضعه أي قيمة أعلى من نهاية صغرى يحددها الجهد. أما من وجهة نظر ميكانيكا الكم، فإن كمية التحرك الزاوي لا يمكن أن تأخذ إلا قيما معينة محددة (منفصلة) discrete؛ فهي «مكمّاة» quantized. كذلك تكون الطاقة أحيانا مكمّاة، اعتمادا على تفاصيل مجال القوة. هذا التجزيء أو الفصل المحدد discretization الذي يتعذر تفسيره كلاسيكيا هو الذي أوجب إدخال صفة الكم quantum في ميكانيكا الكم.

الاحتمال

الصبغة الاحتمالية لميكانيكا الكم هي المغايرة الأكثر عمقا وحدة التي تميزها عن الميكانيكا الكلاسيكية. ذلك أنه بالنسبة لمنظومة جسيمات كلاسيكية تكون حالة سلوكها محددة تماما في أية لحظة بواسطة متغيري الموضع وكمية التحرك لجميع الجسيمات. والبيانات الخاصة بالمواضع وكميات التحرك في أية لحظة هي التي تكون ما يمكن أن نسميه «حالة» state المنظومة في تلك اللحظة؛ فهي تنبئنا بكل ما يمكن معرفته ديناميكيا بخصوص المنظومة. هناك كميات أخرى، مثل الطاقة، وكمية التحرك الزاوي، وغيرهما، يتم تعريفها بدلالة متغيري الموضع وكمية التحرك. الميكانيكا الكلاسيكية إذن تتسم بالحتمية، بمعنى أن الحالات المستقبلية للمنظومة تكون وحيدة ومحددة تماما إذا كانت الحالة محددة في لحظة ابتدائية ما. الحاضر يحدد المستقبل. من

البديهي أن تكون البيانات الابتدائية في الأحوال العملية معرضة حتما للشك بقدر ما، قل أو كثر، بسبب الارتياب في القياسات. ويمكن، أو لا يمكن، أن يكون المستقبل سريع التأثر بهذا الارتياب تبعا للمنظومة قيد الاعتبار. إلا أنه من حيث المبدأ، لا يوجد حدّ للدقة الممكن تخيُّلها. وهذا يعني مبدئيا عدم وجود مانع يحول دون تحديد موضع كل جسيم وكمية تحركه بدقة، ومن ثم لا يكون هناك ما يمنع التنبؤ بحدوث تطورات مستقبلية. لكننا ألفنا ألا نشك في أن كل جسيم مادي صغير يكون متحركا في كل لحظة بكمية تحرك ما محددة عند موضع محدد، سواء أكُنّا موجودين هناك لملاحظة ذلك أم لا.

ينشأ مفهوم «الحالة» أيضا في ميكانيكا الكم. و«حالة» منظومة ما هنا، مرة ثانية، تعني ضمنا «كل ما يمكن معرفته احتمالاً حول المنظومة في أية لحظة». كذلك تتطور المنظومة حتميا، كما هي الحال من الناحية الكلاسيكية تماما، على النحو الذي تكون فيه الحالات المستقبلية محددة تماما إذا عرفت الحالة في لحظة ابتدائية ما. بهذا المعنى، هنا أيضا، يكون الحاضر هو الذي يحدد المستقبل. لكن هناك اختلاف عميق جدا يتمثل في أن الحالة الكميّة quantum state لا تحدد بدقة مواضع الجسيم وكميات تحركه، وإنما تحدد احتمالات ذلك فقط. وهذا يعني أن ميكانيكا الكم احتمالية !! على سبيل المثال، هناك حالات يكون فيها التوزيع الاحتمالي لموضع جسيم ما متموضعا (متمركزا) بوضوح تام بحيث يمكن القول بأن الموضع محدد تقريبا (في اللحظة قيد الاعتبار). من ناحية أخرى، هناك حالات يكون التوزيع الاحتمالي فيها عريض المدى بحيث يحتمل تواجد الجسيم في كل مكان تقريبا أثناء إجراء القياسات. وهناك احتمالات عديدة لا حصر لها. لوجود حالات في منزلة وسط بين هذه وتلك. ينسحب هذا أيضا على كمية التحرك، حيث تكون كمية التحرك محددة بوضوح لبعض الحالات، ويكون توزيعها الاحتمالي عريضا لحالات أخرى، وتوجد فى الوسط احتمالات عديدة غير محدودة.

يسود هذا الوصف الاحتمالي لأنه حقيقي وجوهري في حد ذاته، وليس لأن معلوماتنا غير كاملة عن حالة المنظومة. فضلاً عن ذلك، تتميز قواعد التركيب الاحتمالي ببعض القسمات الخاصة جدا. طبعا سوف نتعمق أكثر في هذه الموضوعات بعد ذلك، لكن المهم حاليا في هذه المرحلة المبكرة أن نؤكد على نقطة يمكن توضيحها بالمثال التالي.

افترض أن أحدا قام بوضع مكشافات detectors في مواقع مختلفة لتحديد موضع جسيم معروف (بكيفية ما) أنه في حالة كمية معينة عند لحظة زمنية معينة. فإذا طقطق (أو أومض) مكشاف معين، فإن هذا يدلنا على أن الجسيم كان موجودا في الحيز الذي يشغله هذا المكشاف في نفس اللحظة المشار إليها. هذا يعني أن هناك تواجدا محددا للموقع سيتم الكشف عنه. لكن، من ناحية أخرى، إذا أُعيدت التجربة مرارا وتكرارا بحيث ينتظم الجسيم دائما في نفس الحالة، فإن النتائج الحاصلة ستكون متناثرة لأن المكشافات سوف تعطي قراءات مختلفة باختلاف عدد مرات تكرار التجربة. إن المعرفة التامة لحالية الكم لا تسمح للمرء بأن يتوقع النتائج حدثا حدثا، وإنما يتنبأ بالتوزيع الاحتمالي فقط.

مبدأ اللايقين

يقضي هذا المبدأ بأن الحالة التي يكون لها توزيع احتمالي متمركز جدا لقياسات الموضع سوف يكون لها حتما توزيع عريض المدى بالنسبة لقياسات كمية التحرك، والعكس بالعكس. هناك حد لإمكانية تحديد كل من الموضع وكمية التحرك بدقة عالية في آن معا. وينسحب القول نفسه على أزواج أخرى معينة من الكميات التي يمكن ملاحظتها أو رصدها أو قياسها Observables. وقد حفظت هذه النظرية في الصياغة الشهيرة التى وضعها

هيزنبرج لمبدأ الارتياب أو اللايقين Heisenberg uncertainty principle. هذا المبدأ ليس مجرد ضميمة أضيفت إلى ميكانيكا الكم، ولكنه نتيجة فنية نابعة من بنية ميكانيكا الكم ذاتها. ولا يشكل حدّ هيزنبرج تقييدا restriction لما ينبغي أن يكون عليه الحال بالطبع بالنسبة للأجسام العيانية (الكبيرة) macroscopic التي نراها في الحياة اليومية العادية. فنحن نستطيع، مثلاً، أن نعرّف كلا من الموضع وكمية التحرك لقطعة حلوى متحركة بحجم حبة الفول، وذلك بدقة تامة كافية لكل الأغراض العادية. أما على المستوى الذري فإن مبدأ اللايقين يسري على نحو تام.

الجسيمات المتطابقة

التطابق التام بين جسمين أو أكثر، من كل الوجوه الممكنة: من حيث الكتلة، والتركيب، والشكل، واللون، والشحنة الكهربية، وغيرها، لا نجده أبدا في عالم المشاهدات العيانية. لكن حتى لو قابلنا هذه الحالة - ونحن نواجهها فعلاً على المستوى المجهري (الميكروسكوبي) microscopic level، حيث يكون إلكترون ما مثلاً مماثلاً تماما لإلكترون آخر، فإن هذا لن يطرح مشكلة مفاهيمية بالنسبة للعلم الكلاسيكي. ويستطيع المرء من حيث المبدأ أن يتعقب أو يراقب مسارا منفصلاً للأشياء بالإشارة - إذا جاز التعبير - إلى أن الجسيم 1 موجود هنا في هذا المكان، وجسيما آخر 2 موجود هناك في أوروبا [مثلاً]، وهكذا. هذه المقاربة في ميكانيكا الكم لها حدودها. ذلك أن مراقبة المسار على هذا النحو غير ممكنة لأن المواقع احتمالية. وبالأحرى، هناك مقاربة لا ريب فيها من منظور ميكانيكا الكم للتعامل مع الهوية (التطابق) من دون تناظر كلاسيكي، إلا أن التضمينات تكون في بعض الأحيان عميقة وغير قابلة للإدراك التام بالحدس أو البديهة. والأكثر قبولاً للملاحظة هو أن كل

الجسيمات المعروفة في الواقع تدخل ضمن نُسخ متطابقة تماما – فكل الإلكترونات لا فرق بينها، وكل البروتونات متماثلة على حد سواء، وهكذا. وتزودنا نظرية مجال الكم quantum field theory بالتفسير الطبيعي الوحيد لهذه الحقيقة المدهشة عن التطابق (الهوية).

التطابق الإشعاعي

يشير هذا المصطلح إلى عمليات تبعث فيها ذرة ما تلقائيا جسيما أو أكثر؛ مثال ذلك: تحلل أو اضمحلال ∝ في أحد أنواع عمليات انبعاث جسيم ألفا (نواة ذرة هيليوم)، وانبعاث إلكترون (زائد نيوترينو كما نعلم الآن) في نوع آخر هو تحلل β: وانبعاث فوتون طاقي في نوع ثالث، هو تحلل γ . في حالتي النشاط الإشعاعي α و β تتحول الذرة الأصلية parent في العملية إلى ذرة وليدة daughter ذات نوع كيميائي مختلف. ولا يوجد مثل هذا التحول في حالة النشاط الإشعاعي الجامي radioactivity - γ . وتوصف أي من هذه الحادثات التلقائية بأنها عملية «تحلل» (أو اضمحلال) decay. فهناك بالفعل تحلل واضمحلال في حالتي النشاط الإشعاعي α و β يتجليان في اختفاء الذرة الأصل واستبدالها بذرة ذات نوع مختلف. أما في حالة النشاط الإشعاعي الجامي فإن الذرة لا تغير عضويتها في النوع الكيميائي، لكنها – كما سنرى بعد ذلك – تتغير من مستوى طاقة معين إلى آخر. وبهذا المعنى تحدث هنا أيضا عملية تحلل – بإشغال مستوى الطاقة الابتدائي.

ليست الأنواع (العناصر) الذرية كلها نشطة إشعاعيا، ولكن هناك عناصر عديدة لها هذه الخاصية. عندما اكتشفت ظاهرة النشاط الإشعاعي لأول مرة حول نهاية القرن التاسع عشر الميلادي كانت هناك دهشة وحيرة عظيمتين، وأثيرت أسئلة عديدة من بينها هذا السؤال: من أي شيء في الذرة تأتي

الجسيمات المنبعثة (إذا كانت في الذرة)؟ ولم تتضح الإجابة على هذا السؤال إلا عندما صاغ رذرفورد نموذجه الشهير لتركيب الذرة، وصورها على هيئة حشد من الإلكترونات التي تدور حول نواة موجبة الشحنة، صغيرة جدا مع أنها تشكل معظم كتلة الذرة. بهذا أصبح من الواضح مباشرة أن النشاط الإشعاعي عبارة عن ظاهرة «نووية». وتبقى هناك سؤالان، من بين الأسئلة العديدة، كانا محيّرَين بصورة خاصة: (1) الجسيمات المنبعثة تحمل إلى حد نموذجي قدرا كبيرا من الطاقة.. فمن أين تأتي تلك الطاقة؟ (2) كيف تحدد (تقرر) النواة وقت التحلل؟ بالنسبة للسؤال الأول، كانت الإجابة عليه متاحة فعلاً في عام ١٩٠٥م من معادلة أينشتين $E = m\ c^2$، ولكنها استغرقت بعض الوقت قبل أن يتم استيعاب هذه المعادلة مفاهيميا، وقبل التحقق من صحة المفهوم بإجراء قياسات دقيقة لكتلتي النواة الأصل والنواة الوليدة (الفرعية).

أما السؤال الأعمق فكان عليه أن ينتظر الأجهزة والأدوات التفسيرية لميكانيكا الكم. إذا أخذت مجموعة ذرات متطابقة تنتمي إلى نوع ما نشط إشعاعيا، فإنك سوف تجد أن الذرات لا تتحلل جميعها في لحظة ما مميزة، وإنما يحدث ذلك - على الأصح - عشوائيا في أوقات مختلفة. إذا كانت الانبعاثات يتم اكتشافها بواسطة معداد (عداد) counter، فإنك سوف تسمع طقطقات (أصوات) مفردة كلما قررت ذرة أو أخرى أن تتحلل. وبمرور الوقت، سوف يقل بالطبع شيئا فشيئا عدد الذرات الأصل الباقية من دون تحلل. وتخضع عملية التناقص لدالة أسّية exponential، حيث يكون متوسط الزمن (أو «العمر» lifetime، اختصارا للتعبير) مميزا للنوع الخاص قيد الاعتبار. من وجهة النظر الكلاسيكية تكون القضية على النحو التالي: يفترض أن تكون ذرات نوع معين متطابقة. فإن كانت محكومة بنظامية (آلية) عمل الساعة في العلم الكلاسيكي، لماذا إذن لا تتفكك جميعها في نفس اللحظة بصرف النظر عن الآلية المسببة لفاعلية التفكك (التحلل) الإشعاعي؟

تقضي إجابة ميكانيكا الكم بأن العالم عبارة عن مكان احتمالي، وعندما تبدأ مجموعة ذرات متطابقة تحت ظروف متطابقة، فإنها سوف توزع تحللاتها بطريقة احتمالية مع انقضاء الزمن، ولا يستطيع المرء أن يتوقع ما سوف يحدث حادثة بحادثة، وذرة بذرة. وما يمكن استنتاجه بصورة عامة تماما هو السلوك الأسّي المميز لمنحنى التحلل. إلا أن متوسط العمر يتغير من نوع إلى نوع ويتأثر سريعا بتفصيلات ميكانيكا الكم الأساسية. الجدير بالذكر هنا أن الأقسام التقليدية لعدم الاستقرار النووي، α و β و γ ثلاثة فقط من بين مدى أوسع كثيرا لعمليات التحلل التي تحدث في الطبيعة، تشتمل على حشد من التفاعلات المتضمنة جسيمات دون نووية subnuclear particles: تحلل ميزون باي، والتحلل الميوني moun decay، وهكذا. يتغير متوسط الأعمار في مدى هائل يبدأ من 10^{-24} ثانية تقريبا لجسيمات معينة دون ذرية حتى بلايين السنين وأكثر لباعثات α معينة (من بينها اليورانيوم U^{238} الذي تصادف أن يكون عمر النصف له مسويا لعمر الأرض تقريبا).

ظاهرة النفق

تجسد البنية الاحتمالية لميكانيكا الكم مدى استطاعة جسيم ما أن يتواجد في مواقع محظورة عليه مطلقا من المنظور الكلاسيكي. على سبيل المثال، يمكن أن يحدث كلاسيكيا أن يكون هناك حاجز طاقة يفصل نطاقا مكانيا (فراغيا) عن نطاق آخر بحيث لا تستطيع الجسيمات ذات الطاقة الأدنى من مَبْدَى (عتبة) طاقة ما energy threshold أن تخترق الحاجز، ومن ثم لا تستطيع أن تتحرك من منطقة إلى أخرى (ربما يستلزم هذا طاقة أكبر من تلك التي يجب أن تحصل عليها لتتسلق التل الذي يقع بين مكان تواجدك والمكان الذي تود الذهاب إليه). طبقا لميكانيكا الكم، توجد

احتمالية محددة لأن تحدث مثل هذه الأشياء. وتستطيع الجسيمات أن تتواجد في المناطق المحظورة كلاسيكيا، أو تسلك خلالها نفقا (سردابا) tunnel.

المادة المضادة

في محاولة لإيجاد تعميم نسبوي لمعادلة شرودنجر الكمية بالنسبة للإلكترون، ابتكر ب. أ. ديراك P. A. Dirac نظرية حققت نجاحا في تطبيقها على ذرة الهيدروجين، ولكنها حملت معها بعض الأشياء الغريبة غير المألوفة ظاهريا، من بينها: حالات الطاقة السالبة للإلكترون الحرّ. وعندما أعيد تفسيرها على نحو صحيح تحولت إلى التنبؤ بجسيم جديد له نفس كتلة الإلكترون، لكنه يحمل شحنة معاكسة (أي موجبة)، وتم على الفور اكتشاف الإلكترون المضاد المسمى «بوزتيرون» Positron بطريقة تجريبية.

وتم تعميم الحالة منذ ذلك الحين. تتنبأ نظرية الكم النسبوية بأن الجسيمات ذات الشحنة الكهربية يجب أن تكوّن أزواجا مع شحنات معاكسة وكتل متطابقة (وأعمار متطابقة إن كانت غير مستقرة). يسمى أحد طرفي الزوج الجسيم، والطرف الآخر الجسيم المضاد antiparticle. اختيار التسمية قضية تاريخية واصطلاحية، وقد ثبت في نهاية الأمر أن هناك أنواعا أخرى من «الشحنة» charge، بالإضافة إلى الشحنة الكهربية؛ على سبيل المثال: هناك ما يسمى بشحنة العدد الباريوني baryon number charge. تنسحب الحاجة إلى أزواج الجسيمات والجسيمات المضادة على أي نوع من الشحنات. وبهذا لا يوجد فقط بروتون مضاد للبروتون، وإنما يوجد أيضا نيوترون مضاد للنيوترون. والنيوترون متعادل (محايد) كهربيا، لكن له شحنة عدد باريوني. من ناحية أخرى، لا يوجد جسيمان مضادان للفوتون والميزون π^0 ، من بين جسيمات أخرى، فكما يقال: يعتبر كل منهما الجسيمَ المضاد لنفسه ذاتيا.

الاستحداث والهدم

إن مفهومنا لما يقصد من القول بأن شيئا ما يتكون من أشياء أخرى قد تعرض لتحول ثوري في القرن العشرين. إذا قمت بتفكيك ساعة فإنك ستجد تروسا ويايات (نوابض) وروافع وغيرها (وربما تجد بلورة كوارتز وبطارية). تقول أن الساعة مكونة من هذه الأجزاء. وإذا قمت بتفكيك هذه المكونات إلى أجزاء أدق وأدق فإنك في النهاية سوف تحصل على ذرات. وإذا قمت بتفكيك الذرة فسوف تجد إلكترونات وأنوية ذات أنواع مختلفة. بمواصلة التفكيك ستجد أن الأنوية تتكون من بروتونات ونيوترونات، وأن هذه الجسيمات بدورها تتكون من كواركات quarks وجليونات gluons. على المستوى المجهري، يعني التفكيك اتفاقيا أن تصوّب قذيفة نحو الهدف وتفحص الأنواع المنبعثة. كان من المدهش في سنوات سابقة ألا يتوقف التحطيم عن الذرة، إذ لا يزال المفهوم القديم قائما بإصرار على أنه يمكن الوصول في نهاية الأمر إلى مكونات ثابتة للعالم، أي قوالب (وحدات) بنائية يمكنها أن ترتِّب أو تعيد ترتيب نفسها في توليفات (تجمعات) متنوعة، لكن تلك الوحدات ذاتها أبدية وغير قابلة للهدم.

هكذا يمكن، على سبيل المثال، أن يصور التفاعل النووي $d + t \rightarrow He + n$ على أنه مجرد إعادة ترتيب للنيوترون (n) والبروتون (p) اللذين تتكون منهما نواتا الديوتيريوم (d) والتريتيوم (t)، فيعاد انطلاق المكونات في صورة نواة الهيليوم (He) مع تبقّي نيوترون واحد. التفاعل الجسيمي (i) على الصورة $\pi + p \rightarrow \Lambda + K$ يمكن أخذه في الاعتبار لتوضيح أن الجسيمات الداخلة فيه، وهي جسيمات البيون pion والبروتون وجسيم لامبدا lambda والكاوون kaon ، تتكون من أشياء أدق، لعلها كواركات يمكنها بالمثل أن تعيد ترتيب نفسها. لكن، إذا كان الأمر كذلك، فبماذا يعلل المرء التفاعل (ii) على الصورة: $\pi + p \rightarrow \Lambda + K + \pi$ ، الذي يظهر فيه بيون إضافي على الطرف الأيمن؟

ألم «تستنفد» الكواركات بالفعل مفاهيميّا (تصوريا) لتفسير التفاعل (i) بحيث لم يتبق أي مكونات لتفسير التفاعل (ii) ؟ وبماذا يعلل المرء حدوث التفاعل $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$؟ حيث لا توجد كمية إعادة ترتيب لتفسير كيف أن مجموعة نواتج التفاعل تحتوي على نفس الجسيمات الابتدائية بالإضافة إلى جسيم ما آخر، ولا توجد محصلة لذلك إلا أن يكون الجسيم π^0 قد استحدث هنا ببساطة من جديد، أو تكون مكوناته كذلك كيفما كان. باختصار، لا يملك المرء إلا أن يسلم بأن الجسيمات دون النووية يمكن أن تُستحدث وتُهدم!

هذا الاستحداث والهدم للمادة ليس شيئا من مظاهر الخبرة اليومية العادية، ولكنه ظاهرة تتحقق في مسرّعات الجسيمات عالية الطاقة، وفي التصادمات المستحثة بواسطة الأشعة الكونية (وهي جسيمات عالية الطاقة تمطر الأرض من الفضاء الخارجي)، وفي النجوم والكون الأوسع، وفي عمليات تحلل إشعاعي معينة. إن التعاملات الجارية مع العلم والتقنية والحياة العادية تكون في الأغلب ذات علاقة بمجرد حركات الإلكترونات والأنوية وإعادة ترتيبها. إلا أنه يوجد استثناء واحد بالغ الأهمية حتى في الحياة اليومية، ينطوي على ظاهرة مألوفة تماما ومفهومة في البصريات الحديثة، هي على وجه التحديد: الضوء! ذلك أن الشعاع الضوئي ليس إلا حشدا من جسيمات عديمة الكتلة، فوتونات photons، متحركة (وإلا فماذا؟) بسرعة الضوء. ولأن هذه الفوتونات عديمة الكتلة، فإن من السهل استحداثها. وهذا ما يحدث كلما أضيء مصباح، حيث تنتج فوتونات الضوء مجهريا من عمليات تصادم إلكترونية وذرية تتم في مصدر الضوء عند تسخينه أو «إثارته» بطريقة أخرى. تتحطم الفوتونات عندما ترتطم وتُمتص بواسطة أجسام مادية غير شفافة (جدران، كتب، شبكية العين، إلخ).

ظهرت عملية استحداث الفوتون وهدمه إلى حيز المعرفة عندما اقترح أينشتين التفسير الجسيمي للإشعاع الكهرومغناطيسي. لكنّ مفهوم الفوتون طال ميلاده، وهو على أية حال أشبه بجسيم خاص: فالفوتون بلا كتلة؛ وهو كمَّة quantum مجالٍ عرفناه كلاسيكيا. ويبدو أن ثنائية الاستحداث والهدم في حد ذاتها بالنسبة للفوتون لم تكن جاذبة على نحو ما لنقاش فلسفي كثير في السنوات الأولى من القرن العشرين. على أية حال، لا يزال الاحتضان قائما لفكرة أن الجسيمات «الحقيقية» ذات الثقل، أي الجسيمات التي كتلتها لا تساوي صفرا، مثل الإلكترونات والبروتونات والنيوترونات، غير قابلة فعلاً للتغيّر في الواقع؛ فهي لا تسلك مثل هذا السلوك الفوتوني. وقد ظهر هذا لأول مرة باكتشاف النيوترون والتعرف على دوره في تحلل بيتا النووي. التفاعل الأساسي لاضمحلال بيتا هو:

نيوترون ← بروتون + إلكترون + نيوترينو مضاد

انهدم النيوترون واستُحدِث البروتون والإلكترون والنيوترينو المضاد. وهذا الأخير، أي النيوترينو المضاد، وهو غير فعال بدرجة عالية، يهرب بسهولة من النواة، ويمر خلال الأرض، والمجموعة الشمسية، والمجرة، وصولاً إلى الفضاء الخارجي دون أن يترك أثرا واضحا. لكن تلك قصة أخرى.

ما هي المجالات التي تلائم نظرية الكم؟ بدأت النظرية الكوانتية (الكمية) للمجال الكهرومغناطيسي في فترة الأعمال العظيمة من منتصف عقد العشرينيات في القرن العشرين عندما استقرت أساسيات ميكانيكا الكم. وصيغت نظرية الكم الكهروديناميكية منذ البداية لتفسر ظاهرة استحداث الفوتون وهدمه. ينبعث الفوتون طبيعيا حسب النظرية على هيئة كمَّة quantum لمجال كهرومغناطيسي. منذ ذلك الوقت، ابتكر الفيزيائيون مجالات أخرى غير معروفة لنا في ثوبها الكلاسيكي، ولكنها ابتكرت من أجل أن تكون

مكمّاة quantized لتثمر أيضا جسيمات أخرى. لهذا يوجد، على سبيل المثال، مجال يُنتج إلكترونات ويهدمها. ولقد اعتادت النظريات الأقدم على مجالات منفصلة أيضا بالنسبة للبروتونات والنيوترونات والبيونات وغيرها. لقد وصلنا الآن إلى مستوى أساسي أعمق يتضمن - من بين كيانات أخرى - الكواركات والجليونات. إلا أن هذه أيضا يمكن استحداثها وهدمها.

البدايات

تأسست بنية نظرية الكم في صورتها الحديثة في أواسط عقد العشرينيات من القرن العشرين، وهي فترة غير مسبوقة، ربما في تاريخ الفكر العلمي كله، بما شهدته من تحول وتفجر إبداعي مكثف. وكان أغلب المبدعين من العلماء الشبان: ڤيرنر هيزنبرج، بول ديراك، باسكوال چوردان، ڤولڤجانج باولي، كانوا جميعا في العشرينيات من أعمارهم. كان إروين شرودنجر أكبرهم سنّا، وهو الذي نشر معادلته الموجية الشهيرة وهو في التاسعة والثلاثين من عمره. أما ماكس بورن فقد استوعب وعمّق ما كتبه هيزنبرج وهو في الثالثة والأربعين من عمره. حملت النظرة الجديدة معها مفهوما غير حدسي للواقع، إلى جانب عدد من الآراء والأفكار الغريبة. لم يستطع بعض الفيزيائيين آنذاك أن يستوعبوا هذا المذهب الجديد بسهولة. تذمروا وتشاجروا. لكنّ التطبيقات المبكرة للنظرية على بعض الظواهر قوبلت على الفور بنجاح مقنع. وسرعان ما تقبل المعارضون، وفي مقدمتهم ألبرت أينشتين، ما قدمته ميكانيكا الكم من تصويب رائع وفعال، وراودهم الأمل في أن يسود الواقع الكلاسيكى للطبيعة على مستوى أكثر عمقا بحيث تتعذر ملاحظته بسرعة ويسر. إلا أن ذلك المستوى الأعمق، إن كان موجودا، لم يظهر حتى اليوم للعيان في أي مكان. فبقدر ما تستطيع العين أن ترى، تقف مبادئ ميكانيكا الكم غير قابلة

للاختـزال أو الطعن عـمليـا (تجـريبيـا)، حـيث يكون الـتوافق الـكمي رائعـا في حالات إجراء التجارب الصعبة والحسابات النظرية المناسبة بدقة عالية. وعلى غرار مـا يحدث غـالبـا في الثورات الفكرية، كان جيل الشبـاب هو الأقدر إلى حدٍّ مـا من الجيل الأكبـر على تحقيق الملاءمة مع أسـاليب التفكيـر الجديدة بسهولة ويسر. وكان لدى الأجيال التالية وقت أرحب وفرصة أكبر لذلك، حيث إنهم ببسـاطة قد نموا تدريجيـا مع تنامي الموضـوع. ومع ذلك، تبدو ميكانيكا الكم غريبـة الأطوار. والأكثر غرابة أنها لا تزال حتى اليوم، بعد انقضاء عقود عديدة على تأسيسهـا، مستمـرة في غرابتهـا ظاهريا حتى بالنسبـة لأصحاب المهنة من العلميين الذين يتعـاملون مع الموضـوع يوميـا، والذين يقـرأون ويعملون بثقة في إطارها. وتظهر دهشتهم على المستوى الفلسفي أكثر كثيـرا مما تظهر على المسـتوى العلمي، حـيث تثار أسـئلة فلسفـيـة عـمـيقـة، ومن المؤكـد أننا لن نعـرض لحلها هنا، فهدفنا المتواضـع هو أن ننقل بعض مفـاهيم ميكانيكا الكم: مبادئها وبعض نتائجها وغرائبها.

لا يزال هناك العديد من الأسئلة التي لم يتم حلها في الإطار الكلاسيكي حتى قرب نهاية القرن التاسع عشر [الميلادي]، وخاصة تلك الأسئلة التي تثار حول طبيعة الذرات، أو حتى عن وجودها ذاته. أما الإطار النيوتوني فلم يكن محل شك. ويمكن الآن، في استدراك متأخر، أن نتعرف على الإشارات الخفية لتأثيرات الكم وتلميحاتها، وعلى الانحـرافات التجريبية عن التوقع الكلاسيكي، وهو ما كان يجب أن يركز عليه أسلافنا علماء القرن التاسع عشر. وكيفما كان الأمر، فإن هذا مجرد إدراك متـأخر كمـا ذكرنا، لأنهم في الحقيقة لم يتصدّوا للمسـائل الشـاذة الخارجة عن المألوف القيـاسي، ولم يتبـرّموا منهـا، إذ لم يكن واضحـا حينذاك أنها عصيـة على الحل فـي التصـور الكلاسيكي الـذي كـان ما يزال في حالة تطور.

هناك امتدادات هائلة للعلوم والهندسة الماكروسكوبية المعاصرة التي لا تزال تعمل بكفاءة عالية من دون الرجوع مطلقا إلى الأساس الميكانيكي الكمي للطبيعة. وما هذا إلا لأن السلوك النيوتوني الكلاسيكي قد انبثق في الأغلب من التقريب الجيد لميكانيكا الكم بالنسبة للمنظومات العيانية. لكن هذا التوكيد الجازم ينبغي أن يُفهم على أنه مقيد بشروط. ويمكن التدليل على مدى الكفاءة بمثال. اعتبر حالة انسياب زيت خلال أنبوبة أسطوانية ملساء، مدفوعا بالضغط التفاضلي (الفرْقي) المثبت بين طرفي الأنبوبة. إذا لم يكن الضغط التفاضلي كبيرا جدا فإن الانسياب سيكون هادئا، ويكون من السهل حينئذ أن تحسب معدل السريان، أي حجم كمية الزيت المنسابة في وحدة الزمن، كأي مسألة نموذجية تعليمية في ديناميكا الموائع الكلاسيكية. وتعتمد الإجابة على طول الأنبوبة وقطرها، وعلى مقدار الضغط التفاضلي. هذه هي بارامترات (عوامل) الظروف أو الاختيارات التجريبية. إلا أن الإجابة تعتمد أيضا على لزوجة الزيت. فإذا قُبلت ببساطة قيمة ذلك البارامتر على أنها إحدى حقائق الطبيعة، باعتبارها كمية فيزيائية مطلوب تعيينها، فإن حساب معدل الانسياب عندئذ يمكن أن يتم لخطوط كلاسيكية صرفة دون الرجوع إلى ميكانيكا الكم. أما إذا كان المطلوب هو فهم لماذا يكون للزيت لزوجة وخواص أخرى، فإن على المرء أن يتعمق في الموضوع على المستوى الذري. وهناك تكون الفروق بين علم الكم والعلم الكلاسيكي مدهشة إلى أبعد حدّ ممكن.

هناك مسوِّغات أخرى مؤهِّلة ينبغي ملاحظتها، وتكمن في أن قواعد ميكانيكا الكم ومعادلاتها المحددة واضحة ومستقرة تماما. فمن حيث المبدأ، يمكن للمرء أن يحسب تركيب جزيئات الزيت ويستنبط الطريقة التي تتآثر بها هذه الجزيئات مع بعضها البعض في كمية كبيرة من الزيت، ومن ثم يتقدم حتى يصل إلى لزوجة الزيت. لكن الحسابات التفصيلية تماما، التي تعبر الطريق بأكمله، بدءا من جزيء مفرد ومكوناته، وانتهاء برقم فلكي

(حوالي 10^{24}) من الجزيئات الموجودة حتى في قطرة زيت صغيرة، لا يمكن تخيلها على الإطلاق. ذلك أن الجزيء المفرد بالغ التعقيد، وعلى هذا النمّط المعقد ينبغي أن تتم مواءمة نتائج التقريب ومحصلة المعالجات الكلية على طول الطريق، تعويلاً على مجالات الاستقصاء العلمي المختلفة المميزة بالفعالية والثراء، مثل ميكانيكا الكم الإحصائية. ينبغي أن يُنصح القائم بعملية الضخّ، الذي يرغب في توقعات بالغة الدقة لمعدل الانسياب، بأن يختار القيمة التجريبية للزوجة. لكن هذا الشخص نفسه يمكنه أيضا أن يشاطر آخرين في حب الاستطلاع حول السبب في أن تكون الأشياء بحالتها التي هي عليها في الواقع. علاوة على ذلك، هناك إمكانية كافية على المستوى المجهري لتخصيص إضافات جزيئية تعمل على تعديل اللزوجة حسب الطلب.

ينسحب المنوال الذي تم مع اللزوجة على أنواع أخرى من المعلومات التي تدخل بشكل بارامتري في الفروع المختلفة للعلوم والهندسة الكلاسيكية، مثل مقاومة الشد للمواد، الموصلية الحرارية، المقاومة الكهربية، معادلات الحالة (علاقة الضغط بالكثافة ودرجة الحرارة) للغازات والسوائل المختلفة، معاملات الانعكاس البصرية، وهكذا. إن المجالات المختلفة لها منهجياتها ومفاهيمها المستقلة، ولا يعاني أحد من أي نقص عند التعامل مع التحديات الفكرية والعملية داخل إطارها الخاص بها. لكن العلم حتى الآن، كما نعلم، عبارة عن حزمة واحدة، فعند مستوى أعمق تتقاسم المجالات المختلفة علم الذرات على الشيوع، حيث توجد سلطات الكم. ولا يزال الأعمق هو عالم الجسيمات دون الذرية غريبة الأطوار، والأبعد علوّا هو عالم الكون cosmos.

لقد بدأت ميكانيكا الكم أولا بفرض نفسها عنوة على اهتمام الإنسان في السنة الأولى من القرن العشرين على وجه التحديد؛ فهي لم تبرز إلى الوجود كاملة النضج والنمو.

ويمكن وضع البدايات بوضوح تام داخل زاوية خفيّة نوعا ما على المسرح العلمي في ذلك الوقت؛ فقد كانت البداية تحديدا مع فيزياء «إشعاع الجسم الأسود» blackbody radiation. وقضية الجسم الأسود ينبغي ربطها بطيف ترددات الأشعة الكهرومغناطيسية التي تملأ أي حيز من الفضاء (الفراغ) المحاط بجدران مادية في حالة اتزان حراري. وذلك يبدو موضوعا تخصصيّا للغاية. إلا أنه قد استقر من خلال تفسير ديناميكي حراري رائع في عقود سابقة أن الطيف، أي شدة الإشعاع كدالة في التردد، يجب أن تكون له ميزة أساسية تكمن في إمكانية اعتماده على التردد ودرجة الحرارة فقط، وليس على شكل الوعاء، ولا على نوع مادة الجدران، وهو ما يثير الدهشة. لهذا باتت قضايا عميقة تحت الخطر at stake. تمت متابعة نشطة للقياسات التجريبية على أجزاء مختلفة من الطيف الترددي قبل نهاية القرن التاسع عشر. وكان التحدي على الجانب النظري في التنبؤ بهذا الطيف. ونجح الفيزيائي الألماني ماكس بلانك Max Planck في ذلك في خريف عام ١٩٠٠م. وسوف نصف القضايا العلمية بتفصيل أكثر بعد ذلك، لكن ما حدث بإيجاز هو التالي. استعرض بلانك أحدث النتائج العملية لطيف الجسم الأسود، واستطاع بجهد مكثف خلال فترة وجيزة لا تزيد عن ليلة واحدة - في حدود علمنا - أن يبتكر، أو يعثر على، معادلة أولية تتفق تماما مع النتائج الطيفية، ومع ذلك، فإن هذا كان شيئا أكبر من مجرد حالة ملاءمة بين منحنى نظري وآخر عملي، لأنه سفّه بعض الأفكار الدليلية الموجِّهة التي انبثقت من أعمال سابقة له ولآخرين. وبرغم ذلك، كانت الصيغة التي استنبطها تجريبية (أولية) في جوهرها. وجدّ في استنتاجها على مدى الشهور التالية في إطار النظرية الكلاسيكية المعروفة في أيامه. وتطلب هذا بعض البراهين من الميكانيكا الإحصائية. لكن جوانب الميكانيكا الإحصائية في العلم الكلاسيكي كانت لا تزال متقلبة في تغير متواصل إلى حد ما. ولم يشأ بلانك على أية

حال أن يتابع، أو يتعرف على، المسار البسيط لطيف الجسم الأسود الذي كان متاحا له. فباتخاذه ذلك المسار (الذي سبق أن لاحظه اللورد رايلي Lord Rayleigh باستخفاف) كان عليه أن يواجَه بعدم اتفاق مفجع من النتائج العملية. لكنه، بدلاً من ذلك، اتبع طريقا أكثر تعقيدا، وسلك درّبا كلاسيكيا في مجمله. إلا أنه ارتكب بعدئذ بعض الهفوات التي سوف نصفها فيما بعد. وبرزت إلى الوجود صيغة بلانك الأولية (التجريبية) لإشعاع الجسم الأسود! من هذه البذرة الصغيرة نشأت ثورة الكم.

لم تقم ثورة أو يحدث هيجان سريع في الشوارع، وإنما اهتمت فقط شريحة صغيرة من العلماء اهتماما شديدا بهذه التطورات. وبات واضحا إلى حد ما لدى تلك الفئة القليلة أن شيئا ما جديدا يجري على قدم وساق، ولكن لم يكن واضحا تماما ما هو هذا الشيء. وكان التبصّر الحاسم من جانب ألبرت أينشتين في سنة ١٩٠٥، تلك السنة المعجزة، التي نشر فيها، من بين أعمال أخرى، أوراقه البحثية مدشّنا نظرية النسبية الخاصة. وكان ما استلّه أينشتين من اكتشاف بلانك هو الفرض المروِّع الذي يقضي بأن إشعاعا كهرومغناطيسيا تردده f يمكن أن يوجد فقط في حزم طاقية منفصلة، أي كمّات quanta؛ وأن طاقة كل حزمة منها تتناسب مع التردد: الطاقة = hf، حيث ثابت التناسب h هو بارامتر الطبيعة الجديد الذي دخل في صيغة الجسم الأسود لبلانك. كمّات أينشتين هذه عبارة عن وحدات (ذات خواص) جسيمية particle - like عرفت منذ ظهرت باسم فوتونات. لكن الضوء ليس إلا جزءا من الإشعاع الكهرومغناطيسي؛ وأحد انتصارات علم القرن التاسع عشر كان اكتشاف أن الضوء ظاهرة موجية. من هنا إذن، مع كمات أينشتين، كانت بداية لغز ازدواجية جسيم - موجة الشهيرة التي حامت حول الفيزياء ورفرفت فوقها خلال العقدين التاليين.

سرعان ما امتدت أفكار الكم من الإشعاع إلى المادة ذات الثقل. وفي حقيقة الأمر، كانت بحوث بلانك قد اقترحت بالفعل نوعا ما من تكميم الطاقة بالنسبة للمادة ذات الثقل؛ ولكن هذا الاقتراح، مع الاعتذار لذلك الجهد الرائد، كان بالأصح مبهما. وبمتابعة هذه التلميحات استطاع أينشتين في عام ١٩٠٧ أن يطور نموذجا كميّا بسيطا للحرارة النوعية للأجسام المادية. والحرارة النوعية هي البارامتر الذي يميز تغير درجة الحرارة المستحث في جسم مادي عندما يمتص كمية معينة من طاقة حرارية. واصل أينشتين جهوده على النحو التالي: الأجسام المادية يمكنها طبعا أن تحمل موجات صوتية في مدى ترددات معينة f. طبّق على هذه الموجات نفس فرض التكمية الذي طبقه على الإشعاع الكهرومغناطيسي؛ وتحديدا، الفرض الذي يقضي بأن الطاقة في وسط اضطراب موجات صوتية ترددها f لا يمكن إلا أن تكون في صورة حزمات ذات طاقة hf. وكان قانعا باستخدام تردد مفرد على سبيل التمثيل. وقام آخرون على الفور بالتعميم ليشمل المدى الترددي بأكمله. ووفر هذا النموذج تفسيرا كيفيا ناجحا لشواذّ معينة كانت معروفة تجريبيا لبعض الوقت في صورة حيود عن توقعات النظرية الكلاسيكية. وأخذت شريحة العلماء المهتمين بتطورات الكم في النمو.

في عام ١٩١٣، عاد الفيزيائي الدنمركي الشاب نيلزبور Niels Bohr إلى البحث الداخلي في الذرة. ما الذي يمكن أن تقوله أفكار الكم المتطورة في هذا الموضوع؟. بالنسبة لمحتويات الذرة وتركيبها، التقط نيلزبور نموذجا كان قد اقترحه العالم التجريبي العظيم إرنست رذرفورد Ernest Rutherford بصورة مقنعة قبل سنتين فقط. تُصوَّر الذرة في هذا النموذج على أنها نسخة مصغرة جدا للمجموعة الشمسية: نواة دقيقة موجبة الشحنة عند المركز (تناظر الشمس) وإلكترونات أخف كثيرا جدا وسالبة الشحنة (تناظر الكواكب) تدور حول النواة. توصل رذرفورد إلى هذا النموذج الذري عن طريق تجربة

شهيرة قام فيها زميلاه هـ. جيجر H. Geiger وإ. مارسن E. Mardsen بقذف رقيقة معدنية رفيعة بجسيمات ألفا سريعة، ولاحظ بدهشة (وهو ما أدهش رزرفورد أيضا) أن جسيمات ألفا تشتت اتفاقا بزوايا كبيرة؛ فالتصادمات مع إلكترونات الذرة ذات الكتلة الصغيرة جدا لم تُحدث انحرافات ملحوظة لجسيمات ألفا السريعة والأثقل. لكن النواة الذرية الثقيلة ذات الشحنة الموجبة المركّزة جدا هي التي يمكنها أن تفعل ذلك على نحو رائع. واستطاع رذرفورد، على أساس هذا النموذج، أن يستنتج التوزيع المتوقع لزوايا التشتيت، متقدما على طول الخطوط النيوتونية الكلاسيكية المبنية على قانون كولوم Coulomb لحساب القوة بين جسيمات مشحونة. وقد اتفقت النتيجة جيدا مع التجربة وأيدت رذرفورد في نموذجه الذري.

لكن ذرة رذرفورد أظهرت مشكلة محيرة. لتوضيح ذلك، اعتبر أبسط الذرات، وهي ذرة الهيدروجين التي تحتوي على إلكترون مفرد يدور حول بروتون (نواة). الإلكترون الذي تؤثر عليه النواة بقوة كولوم يعتبر في حالة حركة متسارعة (ذات عجلة). وطبقا للقوانين الكلاسيكية للكهربية والمغناطيسية، ينبغي أن تبعث الشحنة المتسارعة بصورة مستمرة إشعاعا كهرومغناطيسيا، وبهذا فإنها تفقد طاقة.

افترض للحظة أن هذا الفقد في الطاقة يمكن تجاهله. عندئذ يتحرك الإلكترون كلاسيكيا في مدار اهليلجي (بيضاوي) بتردد دوري يعتمد على طاقة الإلكترون ضمن أشياء أخرى، ويصدر إشعاعا بتردد تلك الحركة المدارية. إلا أن هناك مدارات عديدة لا نهائية «ممكنة»، تماما كما في حالة الأجسام (كواكب، مذنبات، كويكبات، سفن فضاء) المتحركة حول الشمس. وبالنسبة لمجموعة عيانية (ماكروسكوبية) معلومة من ذرات الهيدروجين، سوف يبعث على الدهشة أن لا تتحرك إلكترونات الذرات المختلفة في مدى المدارات

المختلفة بأكمله. أي أنه طبقا لهذا النموذج يمكن للمرء أن يتوقع انتشارا متصلاً لترددات الإشعاع. لكن الذرات في حقيقة الأمر تشعّ فقط عند ترددات منفصلة discrete معينة، في نموذج محدد يميز أنواع الذرات عن بعضها (الترددات المميِّزة تدعى «خطوطا» lines لأنها تظهر على هيئة خطوط عند إظهار التصوير الطيفي). هناك مشكلة أكثر جدية بالنسبة لذرة رذرفورد، وهي أن المرء غير مسموح له واقعيا أن يُغفل حقيقة أن الإلكترون يفقد طاقة بالإشعاع. ولهذا فإن الإلكترون الكلاسيكي، بدلاً من أن يظل متحركا باستمرار في مدار بيضاوي، يجب أن يتخذ مسارا لولبيا ينتهي إلى النواة في نهاية الأمر، مع تغير تردده المداري، وبالتالي تغيُّر تردد الإشعاع طوال الفترة التى يتقلص خلالها حجم المدار. لكنّ شيئا من هذا القبيل لا يمكن من الناحية التجريبية أن يكون ذا معنى طيفي أو كيميائي أو بديهي. لقد واجهت الذريين المحققين بالفعل هذه التناقضات لفترة طويلة، وحاولوا أن يفهموا كيف يمكن كلاسيكيا جعل الذرات مستقرة ضد الانهيار بالإشعاع، وأيضا كيف يمكن تفسير أطيافها الخطية المنفصلة.

سوف نعرض هنا، في سلسلة من الخطوات، ما قام به «بور» Bohr لحل المشكلة المحيرة، على الأقل بالنسبة لذرة أحادية الإلكترون. الخطوة الأولى: تجاهل الإشعاع للخطة، واستنتج مدارات الإلكترون باستخدام ديناميكا كلاسيكية صرفة، كما أوضحنا أعلاه. اقتصر «بور» على اعتبار مدارات دائرية. الخطوة الثانية: الآن افرض شرط الكم الذي وضعه بور لتحديد أي المدارات تكون «متاحة» (مسموح بها) طبقا لميكانيكا الكم، وما عداها يكون ببساطة محظورا! ونتيجة لهذا سوف تكون كميات طاقة معينة هي فقط الممكنة. وبدلاً من توسيع المدى المتصل للقيم الممكنة فإن الطاقات المسموح بها هي التي تشكل الآن فئة (مجموعة) متصلة discrete set؛ فهي [أي الطاقات] «مكمّاة» quantized. الخطوة الثالثة: أثبت مؤكِّدا أن الإلكترون لا يشعّ أثناء

تحركه في أحد هذه المدارات المسموحة. لكن عندما يحدث أن يكون الإلكترون في مستوى طاقة مثار E و«يقرر» أن يقفز إلى مستوى طاقة أقل ´E، فإنه يشعّ فوتونات طاقته f تحدد بالمعادلة: $hf = E - E'$. وضعت هذه النظرية المعادلة لتؤكد مبدأ حفظ الطاقة، حيث hf هي طاقة الفوتون طبقا لأينشتين.

سرعان ما ابتكر بور قواعد الكم المنسوبة إليه بعد دراسة معادلة تجريبية (أولية) بسيطة جدا كان معلم المدرسة السويسري «يوحنا يعقوب بالمر» Johnann Jakob Balmer قد وضعها قبل سنوات عديدة لتعيين ترددات ذرة الهيدروچين. تنبأت صيغة بالمر، المشتملة فقط على بارامتر وحيد يمكن ضبطه أو تعديله (الريدبرج "the "Rydberg)، بضرورة وجود خطوط هيدروجين عديدة لا نهائية. لم يكن معروفا أيام بالمر سوى بعض هذه الخطوط، وعُرفت خطوط أكثر كثيرا بعدما عاد بور للموضوع. لا يوجد شك في أن بور كيّف قواعده الكمية لتطابق الحقائق، لكن من الملاحظ أنه تمكن من تحقيق التطابق مع الحقائق، وأن قواعده البسيطة أصبحت فعالة عمليا برغم عدم تبريرها كلاسيكيا. فقد استطاع أن يعيّن الريدبرج فقط بدلالة بارامترات أساسية كانت معروفة فعلاً ولم يكن حرا في إدخال تعديلات عليها، وهي تحديدا: شحنة الإلكترون وكتلته، وثابت بلانك h. في حقيقة الأمر، كان الاتفاق مع التجربة ممتازا.

إن عصرا نشيطا وموسعا جدا لنظرية الكم قد أخذ الآن يمضي قُدُما، حيث سعى الفيزيائيون إلى تمديد قواعد بور، كرأس جسر، لتشمل تأثيرات المجالات الكهربية والمغناطيسية على مستويات الطاقة لذرة الهيدروجين، ولتتضمّن التأثيرات النسبوية، ولتطبق أفكار الكم على ذرات عديدة الإلكترونات، وهكذا. كانت الشروط الكمية التي وضعها بور معمّمة تأمليا لتشمل هذا المدى الواسع من المسائل. وكانت القواعد المعممة ذات طبيعة خاصة لغرض معين،

تماما كما هي الحال في صياغة بور الأصلية: فقد وُضعت شروط الكم على قمة التفسير الكلاسيكي بدون أي فهم أعمق للمصدر الذي أتت منه تلك الشروط الكمية. وكانت جهود التطوير تسترشد، إلى حد ما، بما يسمى «مبدأ التناظر» correspondence principle الذي قام بور بصياغته واستخدامه، ثم تبنّاه آخرون. على سبيل التقريب، يجب أن يكون السلوك الكمي مشابها للسلوك الكلاسيكي في حالات قيم الطاقة الكبيرة. هذه الفكرة تم تعديلها، ثم الدفع بها ببراعة وجسارة لتنسحب فائدتها على كل قيم الطاقة. حدثت إخفاقات، لكن في المقابل كانت هناك نجاحات عديدة. لقد كان عصرا هزليا يجمع بين التقدم والاضطراب، حيث كان هناك خليط من ديناميكا كلاسيكية وقواعد كمية عصيّة على التفسير. انتعشت الحياة العلمية لفترة دامت اثني عشر عاما تقريبا، فيما بين ظهور أبحاث بور في عام ١٩١٣م وميلاد نظرية الكم الحديثة، ووصف الفيزيائي «أيزيدور رابي» Isidor Rabi هذا العصر، ملتفتا إلى الماضي، بأنه «عصر المهارة الفنية والوقاحة».

بدأت النظرية الحديثة تشق طريقها في اتجاهين غير مترابطين ظاهريا: أحدهما اكتشفه هيزنبرج، والآخر اكتشفه شرودنجر مستقلاً، وكانت سرعة التقدم مُلهثة ومثيرة. اتخذ هيزنبرج الخطوات الأولى أثناء عطلة في عام ١٩٢٥م، وبالرغم من أنه كان مضطرا وموجَّها بالفعل إلى حد ما بتأثير مبدأ التناظر، إلا أنه تخاصم بحدة مع أفكار الميكانيكا الكلاسيكية على المستوى الذري، وألحّ في التخلي عن فكرة المواضع وكميات التحرك المحددة على أساس أن هذه الكميات غير قابلة للرصد أصلاً على ذلك المستوى المجهري. لكن مستويات طاقة الذرة يمكن رصدها من خلال دورها في تحديد ترددات الخطوط الذرية [الطيفية]. أسس هيزنبرج ميكانيكا جديدة لذلك الغرض، وبدت افتراضاته وكأنها جاءت على نحو غير متوقع، وأن التعبير عنها تم بلغة رياضياتية غير مألوفة لكثيرين، بل حتى لهيزنبرج نفسه.

استقبل «ماكس بورن» Max Born ، الناصح الأمين لهيزنبرج في جوتنجن Göttingen، الورقة البحثية بقبول ورضا، وفكر مليّا لمدة قصيرة في ألغازها الرياضياتية، ثم استوعبها وأقرّ ما ترمي إليه. وخلال شهور قليلة، لم تتجاوز شهر سبتمبر، استطاع بالتعاون مع مساعد آخر هو باسكوال چوردان Pascual Gordan أن يكملا ورقة بحثية، امتدادا لأفكار هيزنبرج وتحديدا لأغراضه الرياضياتية في صورة «مصفوفات» matrices. تقول الرواية - إن صحّت - شيئا ما عن تلك الفترة - كيف أتى چوردان غير المعروف حينذاك ليعمل مع بورن. لقد وجد العالم الشاب نفسه، أثناء سفر، في عربة قطار مع بورن وزميل لبورن، وكان بورن يتحدث إلى زميله عن المصفوفات. تدخّل چوردان وقدم نفسه قائلاً أنه درس المصفوفات ويمكنه المساعدة. فأشار له بورن قائلاً: مثل هذه بالضبط! ونُشر لهما بحث مشترك بعد ذلك بقليل.

أعقب ذلك مباشرة، في نوفمبر، انضمام هيزنبرج إلى بورن وچوردان، ونشر «الرجال الثلاثة» بحثهم الشهير (Dreimanner Arbeit) الذي عرض نظرية الكم لهيزنبرج في إطار منطقي موسع يُدعى الآن «ميكانيكا المصفوفات» matrix mechanics. في هذه الأثناء، وسّع بول ديراك Paul Dirac في جامعة كمبردج أفكار هيزنبرج أيضا بلغة رياضياتية مختلفة ورائعة، وذلك تأسيسا على البحث الأصلي لهيزنبرج غير ملتفت إلى عمل بورن وچوردان. أوضح البحث أوجه التشابه والاختلاف الأساسية بين ميكانيكا الكم والميكانيكا الكلاسيكية. وقبل أن ينتهي العام كان «باولي» Pauli قد نجح بالفعل في تطبيق نظرية الكم الجديدة على ذرة الهيدروچين، خاصة في استنباط تأثير مجال كهربي على مستويات الطاقة للهيدروچين، وهي المسألة التي لم يمكن معالجتها في نظرية الكم القديمة.

حدث كل هذا خلال فترة لا تزيد كثيرا عن نصف العام. ظهرت بعد ذلك، في أول شهر من السنة التالية ١٩٢٦م، أولى الأوراق البحثية لشرودنجر شارحة ما يُنظر إليه على أنه نظرية كم مختلفة تماما. بنى شرودنجر نظريته على فكرة سبق تقديمها قبل عدة سنوات في رسالة دكتوراه خاصة بالعالم لويس دي برولي Louis de Broglie الذي كان وقتذاك في الثلاثين من عمره تقريبا! يتلخص ما اقترحه دي برولي في أن الضوء أثبت أنه يحمل خواص كل من الموجة والجسيم، ومن ثم يرجح أن تكون هناك أيضا «موجات مادية» matter waves مصحوبة على نحو ما بمادة ذات ثقل، مثل الإلكترونات. فطن أينشتين إلى ما تعدُ به هذه الفكرة ومنحها مباركته المؤثرة. وقام شرودنجر بتوسيعها في صورة نظرية كاملة، فتابع أوجه التناظر بين الميكانيكا الكلاسيكية والبصريات، وانتهى إلى فكرة دالة الموجة wave function التي تكون مصاحبة (مرافقة) لأي مجموعة (منظومة) جسيمات مادية، وسجل المعادلة التي تفي بشروط الدالة الموجية؛ ومع كل هذا، كان المعنى الفيزيائي لهذه الدالة مبهما تماما في بادئ الأمر. لا يهم أنها كانت غامضة، فقد اجتازت المعادلة أول اختبار إلزامي لها بنجاح، إلى الآن، حيث إنها أعطت مستويات الطاقة الصحيحة لذرة الهيدروچين غير النسبوية. فتنت أبحاث شرودنجر المجتمع الفيزيائي بسرعة، اللهم إلا بعض التحفظ المبدئي، والمشاكسة أيضا، من جانب هيزنبرج وآخرين في جوتنجن. بخلاف ميكانيكا الكم، تم التعبير عن نظرية الميكانيكا الموجيّة لشرودنجر بلغة رياضياتية مألوفة (عادية)، أحاط بها، في بادئ الأمر، جو النظرية التي يمكن أن تتصالح مع الأفكار الكلاسيكية للواقع. لكنّ تلك الأخيرة أثبتت أنها خادعة.

إذا أجري في ذلك الوقت تصويت للمفاضلة بين النظريتين، فإن من المحتمل أن يقاطع معظم الفيزيائيين عملية الاقتراع تماما (بُعدا عن عدوى التحيز لكلتا هاتين النظريتين العصريتين). إلا أن أغلب المقترعين ربما كانوا يفضلون التصويت لصالح الميكانيكا الموجية على حساب ميكانيكا المصفوفات.

ولكن سرعان ما ظهر أن هاتين النظريتين شيء واحد تماما، بعد أن أوضح ذلك شرودنجر بإقناع كاف وأثبته آخرون أيضا على الفور بدقة رياضية عالية المستوى. أي أن النظريتين كانتا مجرد تمثيلين رياضيين مختلفين، من بين صور أخرى لا نهائية ممكنة، لنفس الظاهرة الفيزيائية. وهذا لا يختلف أبدا عن حالة استخدام أنظمة إحداثيات مختلفة لوصف نفس الظاهرة من وجهات نظر مختلفة ولكنها ممتازة. والحقيقة أن مبادئ نظرية الكم يمكن صياغتها في صورة اصطلاحات عالية التجريد لا تلتزم بأي تمثيل خاص. لكن من الأفضل عادة الهبوط بمستويات التجريد، سواء بالنسبة للحسابات العملية أو لتنمية الإدراك بالحدس والبديهة تجاه ميكانيكا الكم. وسوف يكون من الأنسب في العرض الحالي مواصلة التقدم على طريق شرودنجر.

حظيت ميكانيكا الكم بالتأييد على نطاق واسع وتتابعت أبحاث المكتشفين بسرعة، فقد تركزت التطبيقات الأولى على قضايا مستويات الطاقة المختلفة. وكان بالإمكان معالجة هذا النوع من القضايا بدون مواجهة المسائل التفسيرية؛ وخاصة المسائل ذات الصلة بالمغزى الفيزيائي لدالة شرودنجر الموجية. إلا أنه سرعان ما توفر التفسير الحديث، بدءا بملاحظة نشرها بورن عام ١٩٦٢ في بحث عن النظرية الكمية للتشتت scattering، وتم تطويرها بسرعة. وكان نيلز بور أول من أشرف على تطوير المبادئ التفسيرية العامة لميكانيكا الكم، وانبثق عن هذا تصور البنية الاحتمالية للطبيعة، ومن ثم حدوث قطيعة حادة مع مفاهيم الواقع الحدسية. ومن بين العمالقة كان شرودنجر نفسه هو الذي قاوم على غرار ما فعل أينشتين. فقد راقب أينشتين «بإعجاب وارتياب». وأصر لبعض الوقت على نظرته المضادة للاحتمالية، في سلسلة شهيرة من الجدال والمساجلة مع بور – وفاز بور، وأقرّ أينشتين في النهاية بصحة ميكانيكا الكم فيما تذهب إليه إلى أبعد مدى؛ لكنه فيما بقي من عمره ظل رافضا التفاهم والإذعان بوجود مستوى أعمق، للواقع الكلاسيكي، لا يزال صعب المنال.

ماذا تعني الدالة الموجية؟.. تعني كل شيء. فطبقا لمبادئ ميكانيكا الكم، تضمّ الدالة الموجية كل ما يمكن معرفته عن المنظومة في أي لحظة، لكنها عامّة لا تنبئ عن موقع الجسيمات ولا عن كميات تحركها. فكل ما تزودنا بمعرفته هي احتمالات تتعلق بحاصل نتائج أنواع مختلفة من القياسات التي يمكن إجراؤها للمنظومة: قياسات الموضع، وكمية التحرك، والطاقة، وكمية التحرك الزاوي، وهكذا.

التناقض مع اللغة الكلاسيكية ذو أهمية هنا. على سبيل المثال، العالم الكلاسيكي سوف يكتب: «دع x ترمز إلى موضع الجسيم» قبلما يكتب: «دع x ترمز إلى حاصل قياس موضع الجسيم». من وجهة النظر الكلاسيكية إذا لم يعتبر المرء بالإجرائيات العملية للقياس فلسوف يُفهم أن الجسيم موجود بالتأكيد في مكان ما. نعم، يمكن قياس متغير الموضع لهذا الجسيم من حيث المبدأ، لكن ليست هناك حاجة لتأكيد النقطة الأخيرة أو للحديث عن القياس. أما من وجهة نظر ميكانيكا الكم، من ناحية أخرى، فإن الجسيم غير موجود في مكان ما محدد، ما لم يظهر القياس أنه في ذلك المكان. ويمكن للمرء أن يتحدث فقط عن احتمالات فيما يتعلق بقياس موضع أو متغيرات أخرى. لهذا فإن مفهوم القياس أقرب إلى السطحية في ميكانيكا الكم. يقول هيزنبرج: «نحن لا نستطيع أن نتحدث أطول من ذلك عن سلوك الجسيم مستقلاً عن الملاحظة». ويقول بور: «الواقع المستقل لا يمكن أن يُعزى إلى الظواهر ولا إلى وسائل الملاحظة». ثلاث كرات قاعدة (بايسبول) تفصل في الأمر: الحكم الأول: «أنا أسميها حسبما أراها». الحكم الثاني: «أنا أسميها حسبما تكون». الحكم الثالث: «إنها لا شيء حتى أسميها».

عَوْدٌ بإيجاز إلى القصة التاريخية. رواية شرودنجر لميكانيكا الكم أظهرت بوضوح خاصية ازدواجية جسيم - موجة لمادة ذات ثقل. الشعاع الكهرومغناطيسي، الذي يجسد الفوتون خاصيته الجسيمية، وجد أساسه الكمي

الصحيح في عام ١٩٢٧م بتطبيق مبادئ الكم على المجال الكهرومغناطيسي. كان هذا هو عمل بول ديراك الذي افتتح ديناميكا الكم بورقة بحثية نشرت في تلك السنة. وفي العام التالي ١٩٢٨م لفت ديراك الأنظار مرة ثانية بمعادلته الموجية النسبوية للإلكترون. وبصرف النظر عن محاولة قديمة فاشلة للمزاوجة بين أفكاره الكمية والنسبية الخاصة، فإن نظرية الكم لشرودنجر ولّت وجهتها شطر الحالات غير النسبوية، وهي الحالات ذات السرعات الصغيرة مقارنة بسرعة الضوء. ونجح ديراك في بناء نظرية كم نسبوية للإلكترون. وهي نظرية تنبأت مصادفة (٤) بوجود جسيمات مضادة antiparticles - برغم أن ديراك لم يسلم في بادئ الأمر بذلك التضمين.

مع نهاية عام ١٩٢٨م كانت أساسيات نظرية الكم قد ترسخت واستقرت تماما.



2

خلفيـة كلاسيكية

قانون نيوتن

ربما تكون ميكانيكا الكم قد سلكت طريقا غير الذى ألفته الخبرة العادية بعد أن أزاحت ميكانيكا نيوتن وخلفتها، لكن الأخيرة نالت أيضا حظا من الفوز على أيدي أسلافنا (ولا تزال كذلك بالنسبة لمعاصرين كثيرين). ونستشهد من الفيزياء بأكثر القوانين شهرة واستخداما، وهما قانون أينشتين $E = mc^2$ وقانون نيوتن:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}. \qquad (2.1)$$

في هذا الفصل، سوف نطل على العالم من وجهة نظر ما قبل نظرية الكم؛ ونبدأ أيضا من منظور غير نسبوي. إن معادلة نيوتن تحكم حركة جسم ما كتلته m تحت تأثير قوة خارجية **F**. ويمكن مؤقتا أن نترك مفهوم

لاريب بالطبع في أن خبرتنا اليومية على الأرض تناقض هذا كله.
المؤلف

الكتلة دون تحليل، على فـرض أنه يمكن تقـديرها تماما بالقـراءة على مقياس الوزن. التسارع (العجلة) **a**، هو معدل تغير السرعة **v**، أي أن $\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}$. تتضّد الحروف **F** ، **a** و **v** جميعها بالأسود لتوضيح أنها كميات «اتجاهية»، بمعنى أنها لا تحدد بالمقدار فقط، ولكن بالاتجاه أيضا (على سبيل المثال، سرعة السيارة هي ٦٠ ميلاً في الساعة باتجاه شمال الشرق).

اعتقد كثير من القدماء، من بينهم أرسطو، أن السكون هو الحالة الطبيعية للأجسام المادية، وأن الحركة تتطلب التأثير بعوامل خارجية، هي القوى كما نسميها الآن. لكن نيوتن يرى أن «العجلة»، وليست السرعة بالضرورة، هي التي تتلاشى في غياب تأثير القوى.

بهذا المعنى تكون الحالة الطبيعية، أي حالة الحركة في غياب قوى مؤثرة، هي حالة السرعة المنتظمة؛ وتحديدا حالة الحركة الخطية بسرعة مقدارها ثابت. أما السكون فهو مجرد حالة خاصة يحدث أن يكون مقدار السرعة عندها مساويا الصفر. لا ريب بالطبع في أن خبرتنا اليومية على الأرض تناقض هذا كله. على سبيل المثال، توقفْ عن جرّ العربة تجدها تبطئ حتى تتوقف. لكننا انتهينا إلى إدراك أنه حتى في غياب الدفع والجر البطيئين تؤثر الأرض على العربة المتحركة بقوة احتكاكية. في حقيقة الأمر، القوى المألوفة في حياتنا اليومية على الأرض هي في الأغلب أنواع مختلفة من قوى «التلاصق»: الاحتكاك نفسه؛ التماس قصير الأمد لمضرب كرة البايسبول الذي يغير اتجاه ومقدار سرعة الكرة؛ الدفع الذي يُحدثه الطريق بتأثير الإطارات الدوّارة، والذي يتغلب على الاحتكاك وقد يساعد على تسارع السيارة؛ وهكذا.

من المناسب هنا أن نجذب الانتباه إلى قانون تكميلي مرافق لمعادلة نيوتن (2.1). يقضي هذا القانون بأن القوتين العاملتين بين جسمين، وتؤثر إحداهما على الأخرى، تكونان متساويتين ومتعاكستين. إذا أثر جسم A بقوة $\mathbf{F}(A \rightarrow B)$ على جسم B، فإن القوة التي يؤثر بها B على A هي $\mathbf{F}(B \rightarrow A) = -\mathbf{F}(A \rightarrow B)$، حيث تشير الإشارة السالبة إلى الاتجاه المعاكس. على سبيل المثال، كلما تتسارع كرة البايسبول في اتجاه ما أثناء تماسها قصير الأمد مع المضرب فإن الأخير يتسارع (يرتد) في الاتجاه المعاكس [أي يتقاصر]. سوف نواصل الحديث عن قانون نيوتن (بصيغة المفرد) على أن يكون مفهوما أن «قانوني نيوتن» (بصيغة المثنى) هما بالتحديد المعادلة (2.1) والمعادلة التكميلية المشار إليها أعلاه.

مع أن قوى التلاصق تعتبر سمة مألوفة في الحياة اليومية، إلا أن إحدى القوى الأكثر شمولاً وانتشارا في الأرض والسماء، وهي قوة الجاذبية (الثقالة) تبدو جليا ذات نوع مختلف، فهي ليست قوة تلاصق (تماس) لأنها تعمل عن بُعد. القوتان الكهربية والمغناطيسية تعملان بالفعل أيضا عن بعد. في الحقيقة، تآثرات التلاصق عند اعتبارها مجهريا نجدها تعكس فعلاً التأثير الكهرومغناطيسي عن بُعد بين الذرات المتجاورة في الجسمين اللذين يوصفان بأنهما متلاصقان. هذا يعني أن «التلاصق» على المستوى المجهري لا ينبغي أن يفهم بالمعنى الحرفي للكلمة تماما. ذلك أن جميع قوى الطبيعة العاملة بين الأجسام المادية تعمل فعلاً عن بُعد بهذا المعنى. والواقع أن جميع القوى ذات الصلة بالعلوم والتقنيات اليومية في المدى ما بين النطاق النووي ودون النووي، والنطاق الكوني، تعتبر بالفعل: جاذبية (ثقالة) وكهرومغناطيسية.

الجـاذبية (الثقـالة)

لنبدأ بالجاذبية (الثقالة). الجاذبية قوة جاذبة. القوة المؤثرة على أي من جسمين نقطيين متآثرين تجاذبيا (تثاقليا) في اتجاه الجسم الآخر. مقدار القوة بين أي جسمين صغيرين ماديين يتناسب طرديا مع حاصل ضرب كتلتيهما وعكسيا مع مربع المسافة بينهما. إذا كانت الكتلتان هما m_1 و m_2 والمسافة الفاصلة بينهما هي r، فإن القوة القطرية المؤثرة على طول الخط الواصل بين الكتلتين هي:

$$F = - G\, m_1\, m_2 / r^2 \qquad (2.2)$$

حيث G ثابت تناسب تجريبي. توضع الإشارة السالبة لتمثل حقيقة أن القوة جاذبة. قانون قوة الجاذبية (الثقالة) هذا الذي ندين به لنيوتن مُعبَّرٌ عنه هنا في صورة أساسية تشير إلى جسمين ماديين صغيرين جدا مقارنة بالمسافة الفاصلة r لدرجة يمكن معها اعتبارهما كنقطتين هندسيتين. القوة المؤثرة بين أي جسمين A وB لهما حجم محدود يمكن استنتاجها من هذه العلاقة باعتبار كل جسم مكونا من جسيمات صغيرة عديدة، ويتم الجمع (اتجاهيا!) للقوى المؤثرة بين كل جسيم في A وكل جسيم في B.

قوة الجاذبية (التثاقلية) ضعيفة جدا، فهي تعمل، على سبيل المثال، بين كتابين مستقرين على منضدة. إلا أن تلك القوة أصغر كثيرا من أن تتغلب على قوة الاحتكاك التي تضبط نفسها ببساطة لتعادل قوة التجاذب التثاقلية بين الكتابين وتمنع حركتهما. هناك تجارب معملية حساسة جدا للكشف عن التآثر الجاذبي (التثاقلي) بين الأجسام هنا على الأرض، وهي الأجسام ذات الكتل «العادية». إن التأثير التجاذبي (التثاقلي) الواسع الانتشار في الحياة اليومية لا يعتد بوجوده بالنسبة للقوى التجاذبية الضعيفة العاملة بين الأجسام المختلفة التي تشغل سطح الأرض وأكنافها.

لا شك في أن حقيقة الخبرة اليومية تكمن في القوة الثقالية (التجاذبية) التي تبذلها الأرض ذاتها بكامل كتلتها على أي جسم عليها. فالجسم المتماثل كرويا، مثل الأرض تقريبا، يؤثر بقوة تجاذبية على الأجسام خارجه كما لو كانت كتلته بأكملها مركزة عند المركز. القوة التجاذبية التي تبذلها الأرض على أي جسم كتلته m موجود على سطحها تعطى إذَن بالمعادلة $F = - Gm\,M / R^2$، حيث M كتلة الأرض و R نصف قطرها. وتعطى القوة المؤثرة على جسم ما موجود على ارتفاع H فوق سطح الأرض بإحلال $R + H$ محل R في المعادلة السابقة. وبما أن نصف قطر الأرض كبير جدا (R تساوى 6370 كيلو متر)، فإن التغير في قوة التجاذب يكون صغيرا حتى بين مستوى سطح البحر وارتفاع جبل إفرست.

سوف يزداد الأمر إيضاحا هنا عندما نعتبر بإيجاز ما يحدث مثلا لشخص يقفز رأسيا إلى أعلى. في البداية، عندما يكون الشخص ساكنا على الأرض تكون قوة التماس التى يبذلها سطح الأرض على قدم الشخص إلى أعلى مقاومةً لتأثير قوة الجاذبية (الثقالة) الأرضية إلى أسفل. وتضبط قوة التماس نفسها لتلاشي تماما قوة الجاذبية الأرضية. وعندما يبدأ الشخص في القفز فإن قدمه تحدث قوة تلامس إضافية زيادة على قوة الجاذبية الأرضية، ومن ثم فإن مركز ثقالته يتسارع إلى أعلى خلال هذه الفترة الزمنية القصيرة. تختفي تلك القوة بعد قطع التماس ويتسارع الشخص فورا إلى أسفل بسبب جاذبية الأرض غير المعادَلة منذ لحظة [قطعْ التماس]. لكن التسارع إلى أسفل لا يعني بالضرورة سرعة إلى أسفل. عند هذه المرحلة يحدث فقط أن تتناقص السرعة إلى أعلى مع الزمن (أي أن الشخص يتحرك إلى أعلى ولكن بتباطؤ)، وفي النهاية تعكس حركته الاتجاه ويبدأ الحركة إلى أسفل بسرعة مقدارها متزايد دائما. «التسارع» إلى أسفل ظل ثابتا طوال شوطي الرحلة من أولها إلى آخرها.

وأثناء فترة التماس القصيرة عند بداية القفز بذلت الأرض قوة تماس زائدة (معزِّزة) غير تثاقلية كما ذكرنا من قبل. وطبقا لقانون نيوتن، يكون هذا الشخص قد أثر على الأرض بقوة مساوية في المقدار ومضادة في الاتجاه. وهكذا، بينما كان الشخص يحلّق إلى أعلى كان مركز جاذبية الأرض «يحلّق» إلى أسفل. بديهي أن الشخص ضرب الأرض بعيدا عن مجراها ولكن بقدر ضئيل جدا لأن كتلة الأرض كبيرة جدا [مقارنة بكتلة (ثقل) الشخص]. بعد فصل التماس يستمر الشخص في بذل جذب تثاقلي غير موازَن على الأرض، ومن ثم تبطئ الأرض في حركتها إلى أسفل، وأخيرا تعكس اتجاهها وتعود لتقابل الشخص أثناء عودته، ويستقر في مكانه بعد عودة الأمور إلى حالتها الأصلية.

نعود الآن إلى قضايا أكبر. ولسوف نبدأ باعتبار ما ينص عليه قانون نيوتن، أي المعادلة (2.1)، وما لم ينص عليه. يؤكد القانون على أن الجسم لا يتسارع إذا لم تؤثر عليه أي قوى، ولذا فإنه يتحرك فقط بسرعة ثابتة في خط مستقيم (تذكر أن الحركة في المسار المنحنى تعني تسارعا حتى إذا كان مقدار السرعة ثابتا). لكن المعادلة (2.1) لا تنبئنا في حد ذاتها بالكثير عن الجسم حال وقوعه تحت تأثير قوى خارجية قبل أن نعرف طبيعة قانون القوة قيد الاعتبار، أي قبل أن نعرف كيفية اعتماد صافي القوة المؤثرة على موضع الجسم، وربما على سرعته، نظرا لأنه يتحرك في مجال قوة ناشئ عن أجسام أخرى مؤثرة عليه. المعادلة (2.1) لا تكتسب قدرة تنبئية مهمة ما لم تكن لدى المرء معلومات مستقلة عن القوة F التي تتضمنها تلك المعادلة. إن الجمع بين المعادلة (2.1) وقانون القوة التفصيلي هو الذي يوفر المعادلة الحاكمة للحركة. وفي حالة الثقالة gravity، يعطي قانون القوة الأساسي بالمعادلة (2.2). أما بالنسبة لمجموعة أجسام متآثرة تثاقليا فقط فإن القوة المؤثرة على أي من هذه الأجسام تعتمد على بُعده

عن كل منها، وذلك طبقا للمعادلة (2.2). لهذا تكون معادلات الحركة ثنائية بالنسبة للجسيمات المختلفة. على سبيل المثال، إذا كانت المنظومة تتألف من جسمين، فإن تسارع A يعتمد على البعد عن B. لكن تلك المسافة تتغير مع الزمن، ليس فقط بسبب حركة A، ولكن أيضا بسبب حركة B، وينبغي التعامل مع الحركتين بالسويّة معا. بالطبع تكون المعالجة الرياضياتية سهلة في حالة جسمين، ولكن الأمور الحسابية تصبح أكثر تعقيدا في حالة منظومة تتألف من ثلاثة أجسام أو أكثر. ومع ذلك فإن المعادلات الثنائية وتحديد الشروط الابتدائية يفيد بصورة أساسية في تحديد الحركات بتفصيل تام. ونقصد «بالشروط الابتدائية» مواضع جميع الأجسام وكميات تحركها الزاوي عند لحظة ما واحدة. اعتبر حالة كوكب ما يدور حول الشمس، مفترضا من قبيل التبسيط أن التآثر مع جميع الكواكب الأخرى يمكن إهماله. ولمزيد من التبسيط، تغاضَ عن حركة الشمس. ويكون التقريب أفضل كثيرا بقدر ما تكون كتلة الشمس أكبر كثيرا من كتلة أي من الكواكب. مع كل هذا، تكون معادلات الحركة أسهل في الحلّ، ويكتشف المرء أن الكوكب يجب أن يتحرك في مدار اهليلجي (بيضاوي، ناقصي) وأن الحركة تتميز بستة بارامترات (اتجاه مستوى المدار، نصفا محوريه الأعظم والأصغر، إلخ). تكون هذه البارامترات حرة بقدر ما تؤخذ معادلات الحركة في الاعتبار، وينبغي تحديدها تجريبيا. بصورة مكافئة، يفيد في تحديد مدار ما خاص تحديدا تاما تعيين المركبات الكارتيزية لمتجهي الموضع وكمية التحرك الزاوي في لحظة زمنية ما واحدة.

من ناحية أخرى، ينشأ الآن السؤال التالي: في أي قسم من مناطات الإسناد يُفترض تحقق قانون نيوتن؟ اعتبر جسما بعيدا عن كل التأثيرات الخارجية بحيث يمكن للمرء أن يقتنع عقلاً بعدم وجود قوى خارجية مؤثرة عليه، ومن ثم فإنه لا يكون متسارعا طبقا لنيوتن. افترض أنه غير

متسارع فعلاً كما يراه المشاهد 1، واعتبر الأمور الآن من وجهة نظر المشاهد 2 الذي يرقب حركة الجسم من سيارة تتحرك بسرعة ثابتة بالنسبة للمشاهد 1. سوف يرى المشاهدان الجسم بوضوح وكأنه متحرك بسرعتين مختلفتين بالنسبة لمناطي الإسناد الخاصين بهما، لكن تسارع كل منهما سوف يساوي صفرا. يتفق المشاهدان على عدم وجود قوة، وعدم وجود تسارع. ومع هذا، إذا كانت السيارة «تتسارع» بالنسبة للمشاهد 1، فإن المشاهد 2 سيرى الجسم وكأنه متسارع في إطاره. ومن ثم لا يكفي أن يقال: «عدم وجود قوة، وعدم وجود تسارع». بتعميم أكثر، سواء أكانت هناك قوى مؤثرة على الجسم أم لا، لا يستطيع المرء أن يُعمل قانون نيوتن من دون أن يطرح هذا السؤال: في أي مناطات إسناد يُفترض أن يتحقق هذا القانون؟ لقد توصل أسلافنا - على نحو صحيح جوهريا من منظور معاصر - إلى أنه يجب فهْم قانون نيوتن على أنه صحيح فقط في نوع مفضل من مناطات الإسناد يسمى المناطات (الإطارات) القصورية inertial frames. هذا الافتراض مشتبك في جوهره مع مسائل أعمق في النسبية العامة والكونيات، لكن مثل هذا الإطار القصوري يعرف بأنه إطار الإسناد الذي تكون النجوم البعيدة بالنسبة إليه (في المتوسط) ساكنة، وذلك بتقريب عملي ممتاز. بهذا أيضا تكون جميع المناطات (الإطارات) الأخرى متحركة بسرعة منتظمة بالنسبة لذلك الإطار. بطبيعة الحال، لا يكون الملاحظ المثبت على سطح الأرض في إطار قصوري. فالأرض تلفّ حول محورها، ومن ثم فإنها تتسارع بالنسبة للنجوم البعيدة. فضلاً عن ذلك، تدور الأرض حول الشمس، والشمس تتحرك داخل مجرتنا، ومجرتنا تتحرك بالنسبة للنجوم البعيدة، إلا أن هذا لا يُعجزنا. فنحن يمكننا أن نفسر الأشياء على حالتها كما تُرى في إطار قصوري، ثم نستخدم التفسير العقلي

(هكذا نعتقد) لنقله ثانية إلى إطارنا غير القصوري. ولا نندهش مثلاً من أن كرة البندول لا تكون معلقة باستقامة تامة إلى أسفل على الأرض التي تلف حول محورها، ويمكننا حساب ميلها (انحرافها) بسهولة.

هناك نقطة أخرى دقيقة ينبغي طرحها هنا. يدخل في بنية قانون قوة التجاذب التثاقلي (2.2) افتراض ضمني يقضي بوجود فعْل يتم «لحظيا» عن بُعد action - at - a - distance. يفترض القانون أن القوة التي يبذلها الجسم B على الجسم A (أو A على B) في أية لحظة معلومة تعتمد على المسافة النسبية الفاصلة بين الجسمين عند تلك اللحظة. لا يوجد خلاف طبعا إذا لم يكن الجسمان متحركين. أما إذا كانا متحركين بحيث تكون المسافة الفاصلة متغيرة مع الزمن، فهل يكون التآثر بالفعل لحظيا حقيقةً؟ لقد بات واضحا مع تطور نظرية النسبية في أوائل القرن [العشرين] أن التآثر لا يمكن أن يكون لحظيا؛ فلا يوجد تأثير فيزيائي يمكنه الانتشار بسرعة أكبر من سرعة الضوء. ولو كان هناك من يقدر على الإمساك فجأة بالشمس وهزّها، فإن الحركة المدارية للأرض سوف تستمر غير متأثرة بذلك لمدة ثماني دقائق تقريبا، هي زمن الانتقال من الشمس إلى الأرض بسرعة الضوء. لا تستطيع النظرية الأساسية القائمة على أساس المعادلتين (2.1) و(2.2) أن تفسر إلا السلوك التجاذبي التثاقلي، على الرغم من أن التقريب يعتبر ممتازا جدا عند التطبيق على الحالات «العادية» التي تشمل حركة الكواكب، ومسارات الصواريخ، والتفاحات الساقطة، وغيرها من الظواهر التثاقلية المألوفة.

يتميز قانون القوة الثقالية المعطاة بالمعادلة (2.2) بسمة أخرى مهمة تبدو عارضة أو ثانوية، ولكنها في حقيقة الأمر ذات مغزى عميق جدا. بالجمع بين تلك المعادلة والمعادلة (2.1) نلاحظ أن التسارع الذي يكتسبه

جسم خاضع لتأثير قوة ثقالية لا يعتمد على كتلة الجسم، حيث إن مقدار التسارع a_2 لكتلة 1 بسبب كتلة 2 يعطي بالمعادلة $a_1 = G\, m_2 / r^2$. فقد تم حذف الكتلة m_1 لأن تسارع الجسم 1 يعتمد على كتلة الجسم 2 وليس على كتلته الذاتية الخاصة به، ويكون متصلاً بتسارع m_2. هذا يفسر التأثير الذي اكتشفه جاليليو في التجربة الشهيرة التي أجراها (أو يقال أنه أجراها) من برج بيزا المائل: كل الأجسام، خفيفة أو ثقيلة، ومهما يكن تركيبها، تسقط رأسيا إلى الأرض بنفس التسارع في مدى يسمح بإهمال احتكاك الهواء (*). ربما يكون بارامتر الكتلة «القصورية» التي تظهر في المعادلة (2.1) مختلفا عن بارامتر الكتلة «الثقالية» التي تظهر في المعادلة (2.2)، فالنسبة متغيرة من نوع إلى آخر للمادة، ويمكن أن يكونا خاصيتين مستقلتين لأية قطعة من مادة معينة، لكنهما معروفان بأنهما نفس الشيء، هُما هُما، عند مستوى غير عادي من الدقة. أمسك أينشتين بهذا التساوي بين الكتلتين «القصورية» و«الثقالية»، وفهمه باستيعاب تام باعتباره المفتاح الرئيسي الذي أوصله إلى نظريته في النسبية العامة. ذلك أن النسبية العامة تعتبر من حيث التأثير نظرية ثقالة (جاذبية) تظهر فيها التأثيرات التثاقلية كتشوهات في هندسة الزمكان (الزمان - المكان space - time). وتمتلك هذه النظرية تضمينات عميقة بالنسبة لعلم الكون (الكوزمولوچيا)، وقد تم اختبارها بنجاح في شرح حالات معينة حادتً قليلاً عن التوقعات الكلاسيكية (النيوتونية) فيما يتعلق بانحناء أشعة الضوء عند مروره بالقرب من الشمس، كما أنها فسرت تقدم الحضيض الشمسي لمدار كوكب

(*) سبق أن عبر علماء الحضارة الإسلامية عن المعنى نفسه، أو معنى قريب منه، بصيغ عدة، منها ما جاء في كتاب «المعتبر في الحكمة» لهبة الله ابن ملكا البغدادي، ونصه: «... وأيضا لو تحركت الأجسام في الخلاء، لتساوت حركة الثقيل والخفيف والكبير والصغير والمخروط المتحرك على رأسه الحاد والمخروط المتحرك على قاعدته الواسعة، في السرعة والبطء، لأنها إنما تختلف في الملاء بهذه الأشياء بسهولة خرقها لما تخرقه من المقاوم المخروق كالماء والهواء وغيره». راجع: د. أحمد فؤاد باشا، التراث العلمي للحضارة الإسلامية ومكانته في تاريخ العلم والحضارة، القاهرة ١٩٨٣م [المترجم].

عطارد، أي أقرب نقطة في مدار عطارد إلى الشمس، بالإضافة إلى ظواهر أخرى. لقد حلّت النسبية العامة محل النظرية الأولية للمعادلتين (2.1) و (2.2) ونفتْ الفعل (التأثير) اللحظى عن بُعد، لكنها اختزلت النظرية الأولية بتقريب جيد جدا بالنسبة للحالات «العادية». كان ذلك ما ينبغي أن يكون، مع الأخذ في الاعتبار أن النظرة النيوتونية للعالم تأصلت برسوخ تام على أساس تطبيقاتها الناجحة في مجال ديناميكا الكواكب.

الطاقة

سيكون المقام هنا مناسبا للحديث قليلاً عن مفهوم الطاقة. كما قيل الآن، تتحدد حالة منظومة جسيمات كلاسيكية عند أية لحظة تحديدا تاما بدلالة مواضع جميع الجسيمات وكميات تحركها. وكذلك الحال بالنسبة لتعريف كميات أخرى مهمة، من بينها الطاقة. ما الداعي إذَنْ لإدخال مثل هذه الكمية المعرَّفة؟ وما هي المزية من ذلك؟ في الواقع، هناك عدة أنواع للطاقة، وتكمن ميزة مفهوم الطاقة في اعتبار الطاقة الكلية لمنظومة ما معزولة كميةً محافظة conserved quantity. تتغير الأشياء باستمرار مع مرور الزمن، وتتنقل الأجسام من مكان إلى مكان، وتتحول الطاقة من صورة إلى أخرى، لكن إجمالى الطاقة يظل ثابتا [محفوظا] لا يتغير. هذه الحقيقة جديرة بأن تُعرف. لقد اعتدنا جميعا على بعض الاستخدامات اليومية لكلمة «طاقة» ونمتلك قدرا من الأفكار الحدسية حول مفهومها. على سبيل المثال، هناك طاقة تسمى «طاقة الحركة» kinetic energy. وطبقا للتعريف الشائع، كلما كان الجسم المتحرك أكثر سرعة كانت طاقة حركته أكبر. وبالمثل، أيضا بالنسبة لسرعة معينة تكون طاقة الحركة أكبر كلما كانت الكتلة أكبر. هناك أيضا فكرة «الطاقة الكامنة» أو طاقة الموضع

أو الجهد، potential energy كما سنسمّيها. فإن الإمساك بجسم ما مرتفعا عن الأرض يكسبه طاقة جهد (موضع) بالنسبة للأرض، وعند تركه فإنه يسقط مستجمعا سرعة متزايدة لتتحول طاقة الموضع إلى طاقة حركية.

في حالة جسيم مفرد كتلته m وسرعته v (بحيث يفترض أن يكون مقدار v صغيرا مقارنة بمقدار سرعة الضوء)، تعرف طاقة الحركة K طبقا للمعادلة:

$$K = \frac{1}{2}\, m v^2 = \frac{p^2}{2m} \;;\; p \equiv mv$$

المعادلة $p \equiv mv$ تعرِّف كمية التحرك momentum. وفي حالة نظام يضم أكثر من جسيم واحد يكون صافى كمية التحرك K ببساطة هو حاصل جمع الإسهامات المفردة. لتوضيح فكرة طاقة الجهد (الموضع) انظر أولاً إلى نظام يضم جسيمين يتآثران تجاذبيا طبقا لقانون القوة في المعادلة (2.2). القوة مركزية وتعتمد على متغير المسافة البينية r للجسيمين. نوضح هذا أحيانا بالإشارة إلى القوة بالرمز F (r)، مؤكدين على أن القوة F تعتمد على r. نبدأ الآن في توسيع هذا المفهوم ليصبح قانونا عاما للقوة المركزية. تعرف طاقة الموضع بالفرق الصغير بين قيمتيْها عند مسافة r ومسافة r + Δ، حيث تمثل Δ زيادة طفيفة جدا في المسافة. أي أن:

التغير في طاقة موضع يساوي $- F(r)\,\Delta$

وحسب التعريف، تحصل طاقة الموضع الفعلية V (r) عند مسافة فاصلة r بتجميع كل هذه التغيرات الصغيرة كلما ابتعدنا عن مسافة مرجعية ما نحو المسافة r. من المعتاد في حالة التجاذبية التثاقلية أن تعتبر

اللانهاية مسافة إسناد (مرجعية)، ومن ثم نجد أن:

$$V(r) = -\frac{Gm_1 m_2}{r}$$

الطاقة الكلية E لنظام من جسيمين متآثرين تجاذبيا (تثاقليا) هي إذن حاصل جمع طاقة الحركة K وطاقة الموضع V: $E = K + V$. وبصورة أكثر وضوحا يكون:

$$E = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} - \frac{Gm_1 m_2}{r}$$

والآن، إلى هذا الحد، عرّفنا فقط الكميتين: طاقة الحركة وطاقة الموضع أو الجهد (ومن ثم عرفنا الطاقة الكلية)؛ لكن مجرد التعريف لا ينطوي على جوهر علمي، ونتوصل إلى هذا الجوهر العلمي بالرجوع إلى معادلة نيوتن وقانون القوة الثقالية (التجاذبية) اللذين يؤديان إلى معادلات الحركة، ومن هذه الأخيرة يتسنى للمرء أن يبين بسهولة أن الطاقة الكلية E ثابتة مع الزمن. تنتقل الجسيمات وتتغير كميات تحركها مع الزمن، وبالتالي تتغير أيضا طاقتا الحركة والموضع مع الزمن. وما إن تتحدد بواسطة الشروط الابتدائية، فإنها تظل ثابتة. هذا ليس مبدأ فرضناه من الخارج، وإنما هو نتيجة لمعادلات الحركة. إنه شيء ما وثيق الصلة في حالات معقدة من نواحٍ أخرى. كان المثال السابق خاصا بنظام يتكون من جسمين متآثرين تجاذبيا (تثاقليا). والتعميم لأكثر من جسمين ينبغي أن يكون واضحا: طاقة الحركة الكلية K هي حاصل جمع الإسهامات من كل جسم، وطاقة الموضع (الجهد) الكلية V هي حاصل جمع الإسهامات من كل زوج من الجسيمات؛ على سبيل المثال، ستة أزواج لنظام مكون من أربعة أجسام. وفي حقيقة الأمر، تعميم مبدأ بقاء (حفظ) الطاقة يشمل كل الحالات التي تأتي القوى فيها من دالة جهد لا تعتمد على الزمن

والسرعة، وتعتمد فقط على إحداثيات موضع الجسم. ويمتد حفظ (بقاء) الطاقة حتى إلى ما وراء ذلك. وفي أفضل حدود علمنا، يعتبر أحد القوانين الصحيحة للطبيعة.

يبدو أن مناقشة طاقتي الحركة والجهد أهملت (أسقطت) أنواعا أخرى من الطاقة التي يتحدث الناس عنها كثيرا، مثل الطاقة الحرارية، على سبيل المثال. عندما تُكبح سيارة مسرعة لتتوقف، ماذا يحدث لطاقة حركتها التي كانت لديها توّا؟ الإجابة العادية هي أن تلك الطاقة الحركية تحولت إلى طاقة حرارية استنفدت في تسخين تيل المكبح (الفرملة)، والإطارات، وجزء صغير من الطريق، وهكذا. هذا صحيح، ولكن ما هي هذه الطاقة الحرارية؟ الجواب يتضح نوعا مما يلي. حتى عندما تكون السيارة ككل ساكنة، فإن الذرات والجزيئات المكونة لها موجودة في حالة حركة دائمة ومتآثرة مع بعضها البعض. والأمر نفسه ينطبق أيضا على ذرات الطريق. وهذا يعني أن أية قطعة مادية تمتلك طاقة داخلية: حركية وموضعية (جهد)، عدا الطاقة التي تكتسبها نتيجة حركتها ككل أو تآثرها مع أجسام خارجية. ويحدث هذا كذلك بالنسبة للطاقة الكيميائية التي نتحدث عنها كثيرا، مثل الطاقة الغذائية المختزنة في كعكة مقليّة بالدهن ومحلاة بالچيلي، والطاقة المختزنة في برميل به وقود هيدروكربوني، وما شابه ذلك. هنا ينبغي أن نتعمق على المستوى المجهري (الميكروسكوبي) وننظر إلى داخل الجزيئات والذرات، حيث تقابلنا الحركات الداخلية للإلكترونات والأنوية وطاقة الجهد المصاحبة للقوى المؤثرة فيما بين هذه المكونات الذرية. فعندما يتفاعل مركبان A و B فى تفاعل كيميائي لينتج C و D يحدث إعادة ترتيب للإلكترونات والأنوية. وإذا وصل مجموع طاقتي A و B الداخليتين إلى قيمة أعلى من طاقتي C و D الداخليتين، فإن الطاقة الزائدة سوف «تتحرر» في صورة طاقة حركة لحركة المادتين C

و D الناتجتين من التفاعل. لكن هذا بالتالي إسهام في الطاقة الحرارية للوسط المحيط الذي تواجدت فيه الآن نواتج التفاعل. وبالعكس، إذا كان مجموع طاقتي A و B الداخليتين أقل من حاصل جمع طاقتي C و D الداخليتين، فإن التفاعل لا يبدأ إلا بسلْب طاقة من الطاقة الحركية لحركة A و B، ومن ثم فإن المنظومة المحتوية على المكونات الابتدائية ينبغي أن تُسخن بما يكفي لإمداد هذه الطاقة. عموما، الطاقة محفوظة conserved.

كلمة أخرى هنا عن الطاقة. الوحدة المناسبة لقياس الطاقة على المستوى المجهري هي إلكترون ڤولت electron volt، واختصارها eV، وتعرّف بأنها كمية طاقة الإلكترون (أو جسم آخر يحمل شحنة الإلكترون) التي يستجمعها في سقوطه خلال فرق جهد كهربي مقداره ڤولت واحد. هذه الوحدة لا تشكل قدرا كبيرا من الطاقة بالنسبة للأجسام الكبيرة (الماكروسكوبية)، ولكنها تكون كبيرة عندما تتركز على إلكترون مفرد. وفي حالة إلكترون يبدأ من السكون فإنه باستجماعه طاقة مقدارها إلكترون ڤولت واحد يكتسب سرعة مقدارها حوالي 600 كيلو متر في الثانية! وفي التفاعلات الكيميائية الطاقية عادة ما تكون التعاملات لكل ذرة مشاركة أو جزيء مشارك أقل من إلكترون ڤولت. أما قيم الطاقة لفوتونات الضوء المرئي فإنها في حدود مضاعفات قليلة للإلكترون ڤولت.

الكهرومغناطيسية

الجاذبية التثاقلية ذات وجود دائم في الحياة اليومية على الأرض، ولكن بطريقة ثابتة ورتيبة نوعا ما. فهي التي تُسقط الأجسام، وهذا من أهم مظاهرها. كذلك أصبحنا من حين لآخر نتعرف على أنواع أخرى من

القوى ذات التأثير عن بُعد، وهي القوى الكهربية والمغناطيسية: على سبيل المثال، القوة التي تؤثر بها المغناطيسات على بعضها البعض، أو التي تؤثر بها الأرض كمغناطيس على إبرة البوصلة؛ والقوة الكهروستاتيكية (الكهربية الساكنة) التي يؤثر بها مشط يحوم بالقرب من شعر ممشط قبل لحظات (في يوم جاف)؛ وهكذا. لكن التأثيرات الكهرومغناطيسية أكثر كثيرا من هذه الأمثلة المتواضعة اللافتة للنظر. فالإلكترونات المتأرجحة جيئة وذهابا في فتيلة مصباح ضوئي تبذل قوى كهرومغناطيسية على الإلكترونات الموجودة في شبكية عين مشاهد عن بُعد. وبالمثل، الإلكترونات المتجولة جيئة وذهابا في جهاز إرسال لاسلكي تبذل قوى على الإلكترونات الموجودة في هوائي مستقبل عن بُعد. فضلاً عن ذلك، جميع قوى التماس المألوفة التي تحدثنا عنها من قبل ليست على الإطلاق قوى تماس كاملة سواء في الطبيعة أو عند اعتبارها مجهريًا. فهي مظاهر للقوى الكهرومغناطيسية المؤثرة بين الذرات على، أو قريبا من، سطح واحد ذراته على، أو قريبة من، السطح الآخر، وهكذا.

تماما مثلما أن القوى التثاقلية تشمل كتل الأجسام المتآثرة، فإن القوى الكهرومغناطيسية تشمل شحنات كهربية، ولكن أحيانا بطريقة خفيّة. وأبسط مثال هو حالة جسيمين مشحونين، وساكنيْن تفصلهما مسافة r. القوة المؤثرة بينهما تخضع لقانون التربيع العكسي، تماما كما في حالة الجاذبية. وتكون هذه القوة جاذبة إذا كانت إشارتا الشحنتين مختلفتين، إحداهما موجبة والأخرى سالبة؛ وتكون نابذة إذا كان للشحنتين نفس الإشارة: كلتاهما موجبة أو كلتاهما سالبة (كلمة «نابذة» هنا ليست حكما جماليا؛ فهي تعني أن القوة تؤثر في اتجاه بحيث تدفع الجسمين كلا منهما بعيدا عن الآخر). القوة نصف القطرية يحكمها قانون كولوم على الصورة:

$$F = Q_1 Q_2 / r^2 \qquad (2.3)$$

حيث Q_1 و Q_2 هما الشحنتان. لاحظ أن حاصل الضرب $Q_1 Q_2$ يكون سالبا إذا كانت الشحنتان مختلفتي الإشارة، ويكون موجبا إذا كان لهما نفس الإشارة. والإشارة السالبة تعني التجاذب، أما الإشارة الموجبة فتعني التنافر (أو التنابذ). هنا - مرة ثانية - نفترض قطعا صغيرة جدا من مادة مشحونة، أي جسيمات مشحونة. وكما في الحالة التثاقلية تماما، توجد طاقة جهد مصحوبة بتآثر بين الشحنتين طبقا للمعادلة:

$$V = \frac{Q_1 Q_2}{r^2} \qquad (2.4)$$

بالنسبة للمنظومات التي تحوي شحنات عديدة تُحسب القوة المؤثرة على أي جسيم مفرد بالجمع (الاتجاهي) للقوى التي تؤثر بها عليه كل شحنة أخرى. ويكون صافي طاقة الجهد للمنظومة هو حاصل جمع طاقات الجهد بين جميع الثنائيات.

يطبق قانون كولوم فقط كما هو مكتوب هنا على حالة الشحنات المثبتة في مكانها. وإذا ما ظُنّ أنه يصح لشحنات متحركة، فإن سؤالاً سوف يثار مرة ثانية عما إذا كان التآثر لحظيا حقيقةً؛ أي التساؤل عما إذا كانت القوة عند لحظة معينة تعتمد على المسافة الفاصلة عند نفس تلك اللحظة أم لا. في حالة الجاذبية (الثقالة) كان لابد أن تنتظر الإجابة تطور نظرية النسبية العامة. أما في حالة الكهرومغناطيسية فإن الحل جاء مبكرا من خلال سلسلة اكتشافات علمية ونجاحات بلغت ذروتها في الإنجاز الرائع الذي حققه جيمس كليرك ماكسويل James Clerk Maxwell في أواسط القرن التاسع عشر تقريبا.

في مجال الكهرومغناطيسية بدأ مفهوم المجالات fields الكهربية والمغناطيسية في الظهور والشهرة. وطبقا لمفهوم المجال، فإن القوة المؤثرة بين جسمين مشحونين لا تؤثر مباشرة وإنما تحدث بدلا من ذلك توسطا من نقطة إلى نقطة مجاورة في الفضاء خلال وسط من مجالات كهربية ومغناطيسية متصلة. وفي أية لحظة يكون كل جسيم في موقع ما محدد متحركا بسرعة ما محددة (تذكر أننا في هذا الفصل في مرحلة ما قبل نظرية الكم). إلا أن الكميات المجالية تحدد باستمرار عبر المكان والزمان. وهي تعمل كوسطاء بين الجسيمات المشحونة. ويعتبر كل جسيم مصدرا مساهما في المجالات الكهرومغناطيسية التي تملأ الفضاء. ويحكم القوة الكهرومغناطيسية المؤثرة على أي جسيم معلوم مجالات لحظية في موقعها ناشئة عن جسيمات أخرى. سوف نشير لمتجهي المجال الكهربي والمغناطيسي عند زمن t ونقطة في الفضاء إحداثياتها x, y, z بالرمزين **E** (x, y, z, t) و **B** (x, y, z, t) على الترتيب. وتكتب رموز المجال بطبعة ثقيلة لتوضيح أن المجالات كميات اتجاهية، أي أن لها اتجاها مثلما أن لها مقدارا.

القوة الكهرومغناطيسية التي يؤثر بها جسيم مشحون معلوم فى أيّة لحظة تعتمد فقط على المجالين الكهربي والمغناطيسي عند موقعها الخاص بها، وعند تلك اللحظة. وتدخل في الصورة جسيمات أخرى، ليس كوسائل مباشرة للقوة وإنما كمصادر للمجال الكهرومغناطيسي. إن قانون القوة في حدّ ذاته بسيط جدا، فالقوة الكهرومغناطيسية التي يبذلها جسيم شحنته Q متحركة بسرعة **u** (يمكن أن تكون متغيرة مع الزمن) تعطي بالمعادلة

$$\mathbf{F} = Q\,\mathbf{E} + Q\,(\mathbf{u} \times \mathbf{B}\,)\,/\,c \qquad (2.5)$$

حيث c بارامتر يثبت في النهاية أنه سرعة الضوء، وتحدد الكميتان **E** و **B** عند الموقع اللحظي للجسيم. الكمية بين القوسين في الطرف الأيمن هي «حاصل الضرب الاتجاهي» للمتجهين **u** و **B** ، وهو نفسه متجه يشير في اتجاه عمودي على المستوى المحدد بالمتجهين **u** و **B** والمقدار uB sin θ، حيث θ هي الزاوية بين **u** و **B** (ومن ثم يتلاشى حاصل الضرب الاتجاهي إذا كان المتجهان **u** و **B** متوازيان ويأخذا أعلى قيمة عندما يتعامدان). السمة المهمة التي ينبغي ملاحظتها في المعادلة (2.5) هي أن القوة المبذولة بواسطة المجال المغناطيسي لا تعتمد فقط على موضع الجسيم (**B** سوف تعتمد عموما على الموضع) وإنما تعتمد أيضا على سرعة الجسيم. لا يبذل المجال المغناطيسي أي قوة على جسيم مشحون ساكن.

صيغة القوة تكون بسيطة بدرجة كافية عندما تكون المجالات معلومة. ويبقى الجزء الأكبر تعقيدا في النظرية الكهرومغناطيسية خاصا بتحديد المجالات، بمعلومية المواقع والسرعات اللحظية للجسيمات المشحونة التي تشكل مصادر المجالات. ويمكن للمرء من الناحية الكيفية أن يقول ما يلي: يولّد الجسيم المشحون دائما مجالاً كهربيا؛ فإذا كان متحركا فإنه يولد أيضا مجالاً مغناطيسيا. وعند أية نقطة في الفضاء (هنا) في لحظة من الزمن (الآن)، تعتمد هذه المجالات المتولدة على المكان الذي كان يشغله الجسيم (هناك) في لحظة سابقة (حينئذ)، بحيث يستطيع الضوء أن ينتقل من حينئذ وهناك إلى هنا والآن. تلك طريقة معقدة لعرض الأمور. تعبر معادلات ماكسويل عن مبادئ النظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية على نحو رائع وبطريقة دقيقة رياضياتيا. فهي تضرب المثل على قدرة الدلالة المحكمة بالرموز: مثل هذا المدى الواسع من الظواهر يكتنفه مثل هذه الأسطر القليلة من

المعادلات. وليس من المناسب في هذا الكتاب أن نقدم معالجة رياضياتية لمعادلات ماكسويل، وإنما سوف نستشهد بنتائجها من وقت لآخر كلما دعت الحاجة أثناء سرد تطورات قصة الكم.

لكن معادلات ماكسويل، في عيون الفيزيائيين على الأقل، تبدو عصيَّة جدًّا على الإظهار، اللهم إلا في صورتها الجمالية، ونقدمها هنا للعرض والتذوق:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0; \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0;$$

$$\nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}; \qquad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

حيث الكمية ρ هي كثافة الشحنة الكهربية؛ $\mathbf{j}$ كثافة التيار الكهربي، وكلتاهما تتغيران في المكان (الفضاء) والزمان على نحو نموذجي. وكل جسيم مشحون يُسهم في كثافة الشحنة. وإذا كان الجسيم متحركا فإنه يسهم أيضا في كثافة التيار، لأن التيار ما هو إلا انسياب شحنة كهربية. أما تعريف الرموز المختلفة فلن نقول عنه أكثر من أن الدلالة أصبحت أكثر معاصرة مما كانت عليه أيام ماكسويل - حتى بالنسبة للخبراء من أهل الاختصاص - وأن وحدات القياس هي تلك المعروفة في النظام سم. جم. ث cgs system of units، وأن الرمز ∇ يتعامل مع الصيغ التفاضلية differential.

لقياس الشدة النسبية للقوى الكهربية والقوى التجاذبية (التثاقلية) يمكن، تعليميًّا، المقارنة بينهما في حالة إلكترون وبروتون ساكنين وتفصلهما مسافة r. كل من الإلكترون والبروتون يحملان شحنتين متساويتين في المقدار ومختلفتين في الإشارة، ومن ثم فإن كلا من القوتين: الكهربية والتثاقلية ذات طبيعة تجاذبية. وكل قوة تخضع لقانون تربيع عكسي، انظر

المعادلتين (2.2) و (2.3). النسبة بين القوتين، أي (القوة الكهربية)/ القوة التثاقلية ثابتة لجميع قيم r. وقد وجد بالحساب أنها كبيرة لدرجة تدعو إلى الدهشة، حوالي 10^{39}.

الجاذبية (التثاقلية) إذَنْ لا تلعب دورا جوهريا في الظواهر الذرية لأنها ضعيفة جدا، ولا تتغلب على الكهرومغناطيسية إلا عندما نسقط إلى أسفل لأننا والأرض متعادلان كهربيا، ونمتلك كتلة ملموسة، خاصة كتلة الأرض.

لنعتبر جسيما ساكنا شحنته Q_1 تُنتج مجالاً كهربيا يشير قطريا إلى الخارج إذا كانت Q_1 موجبة، وإلى الداخل إذا كانت Q_1 سالبة. تعطي شدة المجال على بعد مسافة r باستخدام قانون كولوم على الصورة:

$$\mathbf{E} = \mathbf{n}\, Q_1 / r^2$$

حيث n متجه وحدة الطول الذي يتجه قطريا من الجسم إلى الخارج. إذا وضع جسيم آخر شحنته الساكنة Q_2 على بعد r، فإنها تؤثر بقوة تعطى بالمعادلة (2.5) مع اعتبار $u = 0$. يلاحظ أن النتيجة متفقة مع ما سبق في المعادلة (2.3). وإذا كان هناك جسيمات عديدة مشحونة تسهم في تكوين المجال الكهربى $\mathbf{E}$. فإن شدة المجال عند أية نقطة في الفضاء تنتج بتجميع إسهامات كل شحنة اتجاهيا. ويمكن أن تكون شدة المجال $\mathbf{E}$ دالة معقدة جدا في الموضع، اعتمادا على كيفية توزيع الشحنة في الفضاء. وإذا كان الأمر كذلك، فإن هذا ينشأ عن تركيب الصيغة البسيطة المعطاة أعلاه. يعزى كل هذا حتى الآن للكهروستاتيكية، أي للشحنات الساكنة، والمجال الكهربي الناتج بواسطة شحنة متحركة يعتبر قضية أكثر تعقيدا ومندمجة تماما في معادلات ماكسويل.

تنشأ المجالات المغناطيسية (جزئيا) من شحنات متحركة، أي من تيارات كهربية. على سبيل المثال، الإلكترونات التي تنساب عبر سلك تكوّن مثل هذا التيار. ويُدفع السريان في هذه الحالة بواسطة مجال كهربي موجّه على طول السلك ومولّد من بطارية مثلا. السلك في حد ذاته متعادل كهربيا، لأن الشحنة التي تحملها الأيونات الذرية تعادل شحنة الإلكترونات. افترض لبرهة أن التيار ثابت مع الزمن بحيث يمكن القول بأننا نتعامل مع ظواهر مغناطيسية ساكنة magnetostatic. التيار يولد مجالاً مغناطيسيا خلال الفضاء المحيط، ولا تعتمد التفاصيل على مقدار التيار فقط وإنما تعتمد أيضا على شكل السلك. وبالنسبة لسلك طويل مستقيم، يشير المجال المغناطيسي عند أي موقع في الفضاء إلى اتجاه يحكمه ما يسمى بقاعدة اليد اليمنى: اقبض على السلك في اليد اليمنى مع جعل الإبهام يشير إلى اتجاه التيار. عندئذ سوف تشير الأصابع المحيطة بالسلك إلى اتجاه المجال. هنا يتناقص مقدار المجال (إلى أن يتلاشى) مع زيادة المسافة في الاتجاه العمودي على السلك. ولنعتبر حالة أخرى يتم فيها لفّ السلك على هيئة حلزون محكم طويل جدا، أي ملف لولبي **solenoid**، بحيث يكون مقدار المجال ثابتا تقريبا عند أي مكان داخل الملف اللولبي واتجاه على طول محور الحلزون. أما خارج الملف اللولبي فإن المجال يكون صغيرا، ويتلاشى تقريبا عندما يكون الملف اللولبي لا نهائي الطول. وبالنسبة للهندسات الأكثر تعقيدا تعطي معادلات ماكسويل أشكالاً مجالية أكثر تعقيدا أيضا.

لكن ماذا عن المغناطيسيات الدائمة؟ على سبيل المثال، ماذا عن قضيب مغناطيسي بسيط بقطبيه الشمالي والجنوبي؟ إنه ينتج مجالاً مغناطيسيا بالرغم من عدم ظهور انسياب لأي تيارات. الإجابة تقضي بأن

هناك تيارات سارية ولكنها لا تندفع بواسطة بطاريات خارجية أو بأي تأثيرات من الخارج. وبدلا من ذلك، توجد تيارات داخلية internal داخل الذرات. وتتميز عناصر كيميائية معينة بوجود سلوك مغناطيسي لذراتها أشبه بحالة قضيب مغناطيسي دقيق جدا، وعندئذ يقال أن للذرة عزما مغناطيسيا magnetic moment. وتنشأ التيارات الداخلية جزئيا من حركات الإلكترونات داخل الذرة، ويتكون صافي التيار من تجميع هذه الحركات. هناك أيضا نوع آخر من الإسهام في العزم المغناطيسي للذرة؛ فقد ثبت أن الإلكترونات تتصرف ذاتيا بنفس سلوك القضبان المغناطيسية الدقيقة، دون الاعتماد على حركتها المدارية حول النواة. والاعتقاد بأن الإلكترون يمكن تصوّره كلاسيكيا مثل كرة دقيقة مشحونة تلف حول محورها من شأنه أن يعين على تحديد توزيع الشحنة المتحركة، ومن ثم تحديد التيار والمجال المغناطيسي المصاحب له. التوزيع المجالي يشبه كثيرا ذلك الذي ينتج بواسطة قضيب مغناطيسي حقيقي. كذلك تقترح صورة الإلكترون الدوار حول نفسه أن يكون للإلكترون كمية تحرك زاوي ذاتية intrinsic angular momentum، وهو ما يوجد فعلاً. وبهذا يستطيع المرء أن يتحدث عن العزم المغناطيسي وكمية التحرك الزاوي للفّ spin الإلكترون. الصورة الكلاسيكية للإلكترون اللفّاف (حول محوره) ذات استحقاق كيفي فقط، ولا ينبغي الاعتداد بها حرفيا تماما، لأن العالم يخضع بوضوح لميكانيكا الكم على المستوى المجهري. ومع ذلك، فإن الحقيقة تقضي بأن الإلكترون له عزم مغناطيسي ذاتي، سواء أراد المرء أن يصوره كلاسيكيا على أنه ناشئ عن جسم لفاف أم لا. وبالنسبة لعناصر كيميائية معينة، تضاف العزوم المغناطيسية اللفّية والمدارية لتعطي الذرة عزما مغناطيسيا صافيا بحيث تتصرف مغناطيسيا كقضيب مغناطيسي صغير. وإذا كانت القضبان المغناطيسية الذرية في جسم مجهرى تشير في

اتجاهات عشوائية فإن تأثيراتها المغناطيسية تتلاشى (تلغي بعضها البعض) ويكون الجسم غير ممغنط. أما إذا كانت مصطفّة، كما في المغناطيس الدائم، فإن الجسم ككل سيكون ممغنطا.

نختتم هذه المناقشة عن القضبان المغناطيسية بملاحظة التوازي مع تشكل مجال كهربي معين. فالمجال المغناطيسي في المنطقة المجاورة لقضيب مغناطيسي عياني حقيقي له توزيع فراغي (حيزي) معقد جدا. لكن المجال المغناطيسي $\mathbf{B}$ في منطقة أبعد يكون موزعا بنفس طريقة توزيع المجال الكهربي الناتج بواسطة منظومة من جسيمين شحنتاهما متساويتان في المقدار ومختلفتان في الإشارة، والمسافة الفاصلة بينهما ثابتة. يمكن الحصول على المجال الكهربي $\mathbf{E}$ عند أي نقطة في الفراغ (المكان) بالجمع الاتجاهي (المتجهي) بإسهامات كل شحنة طبقا لقانون كولوم، حيث يكون توزيع المجال الكهربي الناتج مماثلاً تماما لتوزيع المجال المغناطيسي خارج قضيب مغناطيسي. وهذا كما لو كان قضيب المغناطيس مكونا من شحنات مغناطيسية متساوية في المقدار ومختلفة الإشارة عند طرفي القضيب، كل منها يسهم في المجال المغناطيسي طبقا لقانون يماثل قانون كولوم، ولكن بإحلال الشحنة المغناطيسية محل الشحنة الكهربية. هذه ملاحظة رياضياتية مفيدة بالرغم من أنها لا تناظر الوجود الحقيقي لشحنات مغناطيسية في أي مكان في الطبيعة، بالرغم مما يحدث من وجود تأملات معاصرة بشأن إمكانية ذلك، أي إمكانية وجود مثل هذه الأقطاب الأحادية المغناطيسية magnetic monopoles في الكون.

وراء نطاق الكهربية الساكنة والمغناطيسية، تكشفُ الكهرومغناطيسية عن أهم ملامحها المميزة عندما تتغير المصادر، أي كثافة كل من الشحنة والتيار، مع الزمن. عندئذ يتغير كذلك كل من المجال الكهربي والمجال

المغناطيسي مع الزمن مثل تغيرهما فى المكان. لكن المجال الكهربي المتغير مع الزمن، كما هو محفوظ في معادلات ماكسويل، يسهم في المجال المغناطيسي. هذا غير الإسهام من تيارات كهربية. بالمثل، يولد المجال المغناطيسي المتغير مع الزمن إسهاما في المجال الكهربي. وبهذا يقترن المجالان معا، حيث يفيد التغير الزمني في مجال ما كحد أولى للمجال الآخر. ويحدث للاضطرابات الناجمة عن شحنة أو كثافات تيارية متغيرة مع الزمن في أي منطقة محدودة من الفراغ أن تنتشر لهذا السبب إلى الخارج في فضاء مفرغ (خلاء)، متحركة بنفس سرعة الضوء. فالضوء ليس إلا اضطرابا كهرومغناطيسيا، مثل موجات الراديو والأشعة السينية وأجزاء أخرى من الطيف الكهرومغناطيسي. وتعتبر الأعمال التجريبية والنظرية التي تعمقت في هذا الاكتشاف أحد الانتصارات العظيمة لعلوم القرن التاسع عشر.

النسبية الخاصّة

على الرغم من أن نظرية النسبية الخاصة ليست الموضوع الرئيسى لهذا الكتاب، إلا أنه من غير الممكن تجاوزها ببساطة. وهذا لسببين: أولهما أن اكتشافها مبكرا في القرن العشرين غيّر وجهات نظرنا عن المكان والزمان بصورة مفاجئة ومثيرة، وثانيهما أنها على أية حال اندمجت تماما مع نظرية الكم فى الخبرة اليومية لفيزياء الجسيمات. وربما يبدو إدراج النسبية الخاصة في فصل عنوانه «الخلفية الكلاسيكية» عملاً غير صحيح إلى حد ما، لأنّها - حسب كل التقديرات تقريبا - تعتبر الجزء المؤكد يقينا في «الفيزياء الحديثة»، ولكننا نضعها في هذا الفصل على أية حال؛ فكلمة «كلاسيكى» بالنسبة لنا تعنى غير المنتمى لميكانيكا الكم.

ولنبدأ الآن بسؤالين: كيف يتسنى لمشاهد أن يحدد أشياء من قبيل موضع جسيم بالنسبة لجسيم آخر، أو سرعة جسيم ما، أو عجلته؟ وما هى العلاقة بين الأوصاف التي يذكرها المشاهدون في إطارات إحداثية مختلفة؟ لتحديد موضع نقطة في الفضاء ينبغى توفير ثلاثة أعداد إحداثية: على سبيل المثال، في نظام الإحداثيات الكارتيزية Cartesian system إحداثيات النقطة هي x و y و z. لكن هذه الأرقام لا يكون لها معنى بطبيعة الحال إلا عندما يتم اختيار نقطة الأصل للإحداثيات وتحديد اتجاه المحاور الإحداثية. وهذه الاختيارات اصطلاحية (عرفية)، بمعنى أن المشاهدين اللذين يستخدمان أصلين مختلفين و/أو اتجاهات مختلفة لمحاور إطاريهما الإحداثى سوف ينسبان قيما إحداثية مختلفة إلى نقطة معينة في الفراغ.

لا يوجد في هذا أدنى تناقض أو إشكال عويص. افترض للحظة أن المشاهدين لا يتحرك أحدهما بالنسبة للآخر، وأنهما ساكنان نسبيا. علام سيتفقان؟ إنهما سوف يتفقان على طول المتجه المرسوم من أحد الجسيمين إلى الآخر؛ فالمسافة بين نقطتين ماديتين معلومتين تعتبر كمية موضوعية لا تعتمد على موقع نقطة الأصل الإحداثية أو على اتجاه المحاور الإحداثية. وينسحب الشيء نفسه كذلك على مقدار متجه سرعة جسيم، أو مقدار متجه العجلة (التسارع)، أو متجه القوة، أو أي متجه آخر. بطبيعة الحال، سوف يتفق المشاهدان أيضا على الاتجاه الذى يشير إليه مثل هذه المتجهات في الواقع، لكن تحديداتهما لذلك الاتجاه يمكن أن يختلف. وبناء على هذا، يمكن أن تكون مركبات متجه سرعة ما هي u_x ، u_y ، u_z ، بالنسبة لأحد المشاهدين وتكون بالنسبة للآخر مجموعة مختلفة هي $u`_x$ ، $u`_y$ ، $u`_z$ ، لكن حاصل جمع المربعات سيكون ثابتا بالنسبة للمشاهدين لأن مقدار السرعة ثابت لكليهما.

ويصبح الأمر أكثر أهمية وتشويقا عندما نعتبر المشاهدين في حالة حركة نسبية. ما إن نفكر مليّا في ذلك حتى يعنّ لنا أن نسأل، مثلما فعلنا من قبل في هذا الفصل، في أي إطار (أو أُطُر) للإسناد يفترض أن يتحقق قانون نيوتن؟

بالنسبة للمناقشة الحالية، سوف نفترض في الحديث عن قانون نيوتن أن القوة المؤثرة على جسيم تعتمد فقط على المسافات اللحظية بينه وبين الجسيمات الأخرى المؤثرة عليه. هذا هو فرض الفعل المؤثر لحظيّا عن بعد instantaneous action - at - a - ditance. وكما قيل الآن، على الأقل بالنسبة للكهرومغناطيسية، هذا ليس واقعيّا. وسوف نعود سريعا إلى الكهرومغناطيسية على قدر الحاجة، ولكننا سنقرّ بصلاحيته مؤقتا.

ابدأ بإطار إسناد (مرجعي) خاص يكون ثابتًا بالنسبة لنجم متوسط البعد، أي إطار يتحرك بالنسبة له أكبر عدد ممكن من النجوم الموجودة في الكون، بحيث تكون في أي اتجاه مثلها في اتجاه آخر. سنفترض لبرهة أن قانون نيوتن صحيح في هذا الإطار الخاص، وعندئذ نلاحظ من القانون ذاته حقيقة لافتة للنظر. إذا صحّ القانون في أي إطار، وليكن الإطار الخاص على سبيل المثال، فإنه يصح في كل الإطارات الأخرى المتحركة بسرعة ثابتة بالنسبة لذلك الإطار. وهذه كلها، بالإضافة إلى الإطار الخاص، تكوّن عائلة الأطر القصورية. ويمكن تعليل ذلك على النحو التالي: يوحي الحس المشترك بأن مشاهدين يراقبان جسيما متحركا من منظور إطاريهما القصوريين الخاصيَّن بهما سوف ينسبان نفس العجلة (التسارع) إلى الجسيم، بالرغم من اختلاف السرعتين. لكن نيوتن لم يُشر إلى السرعة. ويوحي ذلك الحس المشترك نفسه بأن المسافة بين جسيم وأي جسيم آخر يؤثر عليه بقوة ما سوف تكون هي المسافة ذاتها كما تُرى في كلا الإطارين، ومن ثم ستكون القوة

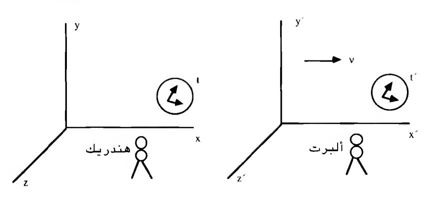
هي نفسها في الإطارين. بناء على ذلك، سوف يتفق المشاهدان على العجلة، وعلى القوة، وعلى الكتلة يقينًا. لهذا، إذا صح قانون نيوتن في إطار مرجعي ما فإن الحس المشترك يوحي بضرورة صحته في الإطار الآخر. ويوجد طبعًا في أي إطار معلوم حرية الاختيار المعتاد لتكوينه من نقطة أصل إحداثية واتجاه محور إحداثي، لكن هذا مألوف هنا بالفعل.

في المناقشة التالية سوف نعتبر مناطيْن (إطاريْن) قصوريين Σ و Σ' تشير محاورهما الإحداثية إلى نفس الاتجاه، ويتحرك أحدهما بالنسبة للآخر على طول المحور x. السرعة v للإطار Σ' كما يُرى في الإطار Σ تكون على طول الاتجاه الموجب للمحور x. ولهذا فإن سرعة Σ كما يُرى في الإطار Σ' تكون بداهة $-v$، أي أن لها نفس المقدار وتتجه على طول المحور السالب x'. أخيرًا، نختار نقطتي الأصل بحيث تتطابقان عند زمن $t = 0$. عندئذ نجد هنا ما ينبئنا به حدسنا اليومي بشأن العلاقات التي تربط بين الإحداثيات لحادثة زمكانية معينة كما يسجلها المشاهدان هندريك Hendrik وألبرت Albert، ويوضحها شكل (2.1):

$$x' = x - v\,t, \qquad y' = y, \qquad z' = z, \qquad t' = t \qquad (2.6)$$

لقد ضمّنّا ذلك «حقيقة واضحة» تقضي بأن المشاهدين يسجلان نفس الوقت بالنسبة لأي حادثة. وبعكس هذه المعادلات نجد أن $x = x' + v\,t'$، وهي نفس صورة المعادلة الموضحة أعلاه لكن بعكس إشارة v، على نحو ما يجب أن تكون عليه الحال بداهةً. ومن الواضح أن قانون نيوتن لا يتغير في ظل هذا التحويل النسبي «الكلاسيكي» الذي يربط بين الإحداثيين الزمكانيين. افترض أن كلا الراصدين ظلاّ يراقبان جسيما معينا متحركا. دع $\mathbf{u}$ ترمز لمتجه السرعة كما يُلاحظ في الإطار Σ، و $\mathbf{u}'$ في الإطار Σ'. ينتج من المعادلة (2.6) أن المركبات الكارتيزية لسرعة جسيم كما يُرى في الإطارين ترتبط بالمعادلات:

$$u'_x = u_x - v, \qquad u'_y = u_y\,, \qquad u'_z = u_z \qquad (2.7)$$



شكل (2.1) إطاران إحداثيان في حالة حركة نسبية. يتحرك ألبرت كما يراه هندريك (في الإطار الأصلي x, y, z) إلى اليمين بسرعة v على طول المحور x. ويتحرك هندريك كما يراه ألبرت (في الإطار الثاني x´, y´, z´) إلى اليسار على طول المحور x´.

كل هذا بسيط، ومتوقع بالحدس، وخطأ!.. ليس خطأ كبيرًا جدًا بالنسبة للأغراض اليومية، ولكنه خطأ. وتُثار الآن أسئلة فيما يتعلق أولاً بالكهرومغناطيسية. فالمعادلات الحاكمة للكهرومغناطيسية، أي معادلات ماكسويل، ليست ثابتة في ظل التحويلات النسبية الكلاسيكية المتضمنة في المعادلة (2.6). وهذا في حد ذاته لا يحتاج إلى طرح أسئلة محيرة. ربما تتحول إحداثيات الموضع والزمان فعلاً كما في المعادلة (2.6)، إلا أن صحة معادلات ماكسويل ربما لا تتحقق في صورتها المألوفة إلا في إطار خاص (على الأرجح الإطار الساكن بالنسبة لنجوم بعيدة، أو ربما بصورة مكافئة، إطار الأثير المطروح للمناقشة أدناه) متخذًا أشكالاً مختلفة في أُطر قصورية أخرى.

ومن حسن الحظ على هذا الأساس أن يكون لقانون نيوتن نفس الشكل في جميع الأُطر القصورية، وذلك في حالات القوى المؤثرة عن بُعد دون اعتماد على السرعة. ولقد بدا هذا الطرح معقولاً بالنسبة لكثيرين، بما فيهم ماكسويل، إبان القرن التاسع عشر. وساد اعتقاد بوجود وسط مادي رقيق،

سُمي الأثير ether، يملأ كل الفراغ وينقل التأثرات الكهرومغناطيسية فيما بين قطع (أجزاء) مادة مشحونة. على سبيل القياس، اعتبر التأثرات المنقولة خلال وسط مائي، وألق فيه الآن بحجر، ثم لاحظ ما يسببه ذلك من اهتزاز لقطعة خشب صغيرة بالقرب من الاضطراب الناشئ عن دخول الحجر إلى داخل الماء. يولد الماء المضطرب حركات في أجزاء الماء المجاورة، وهكذا دواليك ينتشر الاضطراب إلى الخارج بسرعة مميزة لموجات الماء. ربما يوجد الأثير الذي يؤدي الدور نفسه بالنسبة للكهرومغناطيسية على غرار ما يفعل الوسط المائي بالنسبة لموجات الماء، عدا أن الكشف الفيزيائي المباشر للأثير عصي على التحقيق. واستنادًا إلى هذا الرأي، فإن معادلات ماكسويل تتحقق فقط في الإطار الساكن للأثير، وفي هذا الإطار فقط يكتسب السرعة c التي تتوقعها تلك المعادلات. في حالة الماء، ينبئنا الحس المشترك بأن مقدار سرعة موجة الماء كما يراها راصد متحرك سوف تختلف عن تلك التي يرصدها مشاهد ساكن بالنسبة للوسط المائي. على سبيل المثال، إذا كانت سرعة الموجات في الإطار المائي الساكن هي c_w، وكان المشاهد متحركا بسرعة v، فإن المرء يتوقع أن تكون سرعة الموجة المرئية في إطار المشاهد هي $c_w - v$ إذا كان المشاهد والاضطراب الموجي متحركين في نفس الاتجاه؛ وتكون $c_w + v$ إذا كانا متحركين في اتجاهين متعاكسين تمامًا، وتكون فيما بين ذلك إذا كانت هناك زاوية بين اتجاهي الحركتين النسبيتين، ويحدث الأمر نفسه كذلك على أساس فرض الأثير، حيث يتوقع المرء أن سرعة الضوء يجب أن تعتمد على حالة حركة المشاهد بالنسبة للأثير.

تعتبر قياسات مقياس التداخل التي أجراها أ. أ. مايكلسون A. A. Michelson و إ. و. مورلي E. W. Morely لأول مرة في عام ١٨٨٧ هي الأكثر شهرة وحسمًا من بين التجارب المستندة على تلك الحقائق. وكان اكتشافهما هو أن التأثيرات المتوقعة لحركة خلال الأثير لم تظهر بوضوح. وبالأحرى، بدت

سرعة الضوء ثابتًا كونيًا لا يعتمد على حالة حركة الراصد! وكان أينشتين في مقدمة الذين تأملوا مليًا في هذه المسائل الكهرومغناطيسية وارتقى بهذا الثبات إلى مستوى المبدأ الأساسي الذي أسس عليه نظرية النسبية الخاصة، ولا يبدو أن تفكيره عوّل كثيرًا في الواقع على اكتشافات مايكلسون - مورلي.

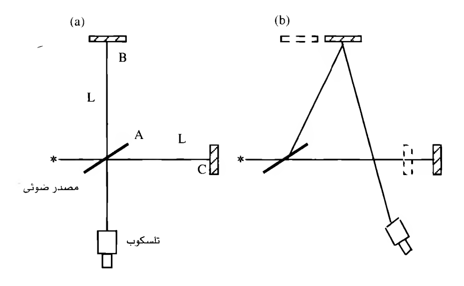
لقد كان للنظريَّة أساس أعمق. ومع ذلك سنعرض هنا تقريرًا تخطيطيًا سريعًا عن تلك التجربة الشهيرة.

أيًا كانت حالة حركة الأثير بالنسبة للنجوم الثابتة، ولأن الأرض تتحرك حول الشمس (بسرعة 30 كم/ث تقريبًا)، فإنه يبدو معقولاً افتراض أنها متحركة بالنسبة للأثير، ربما باستثناء لحظات مفردة خلال العام. يصور شكل (2.2) ترتيب تجربة مايكلسون - مورلي التي صممت لاختبار هذه الحركة النسبيّة. ينطلق الشعاع الضوئي من المصدر ليصطدم بمرآة نصف مفضضة A، فينعكس جزء منه في اتجاه المرآة B ثم يرتد منعكسا إلى أسفل مارًا بالمرآة A مرة ثانية ليصل إلى التلسكوب، ويواصل جزء آخر من الشعاع الأصلي الساقط على A انتشاره إلى المرآة C ثم ينعكس مرتدا إلى A ومنها إلى نفس التلسكوب. المسافة من A إلى B تساوي المسافة من A إلى C . إذا كان الجهاز يتحرك بسرعة v بالنسبة للأثير في الاتجاه من A إلى C- أي الاتجاه الأفقي - فإنه مع تصور الأثير يكون الزمن المتوقع لرحلة الذهاب والإياب A - C - A هو:

$$t_H = \frac{L}{c - v} + \frac{L}{c + v} = \frac{2L/c}{1 - v^2/c^2}$$

وبالنسبة للرحلة العمودية (الرأسية) ذهابًا وإيابًا A - B - A، باعتبار أن حركة الشعاع في الإطار (المناط) المعملي بزاوية مائلة تكون إلى أعلى ثم إلى أسفل، يمكن بسهولة إيجاد أن:

$$\Gamma = \frac{2L/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad (2.8)$$



شكل (2.2) تجربة مايكلسون - مورلي. الرسم التخطيطي (a) يصف الوضع عندما يكون الجهاز ثابتا بالنسبة للأثير. الرسم (b) يناظر الحركة خلال الأثير.

إذا كانت الأرض ساكنة بالنسبة للأثير، أي أن $v = 0$، فإن الفترتين الزمنيتين: الأفقية t_H والرأسية t_V ستكونان متساويتين، وتتداخل موجات الضوء العائدة تداخلاً بناءً: قمة مع قمة وقاعًا مع قاع. أما إذا ما كانت السرعة لا تساوي صفرًا، فإن الزمنين لا يتساويان وتحدث إزاحة لنموذج التداخل interference pattern. ولم يحدث أن اكتشفت مثل هذه الإزاحات لأن الفترتين الزمنيتين كانتا فعلاً متساويتين، كما لو أن سرعة الضوء تكون دائمًا ثابتة وغير معتمدة على حالة حركة مناط الإسناد. وكان المخرج الأولي هو افتراض أن الأرض تجرّ معها الأثير «المحلي»، ومن ثم لا يكون لها حركة نسبية مع الأثير [أي أن سرعتها بالنسبة للأثير تساوي صفرًا]. لكن هذا مخالف للملاحظة المؤكدة بشأن زيغ (انحراف) ضوء النجوم البعيدة.

اكتشف لورنتز H. A. Lorentz وفيتزجيرالد G. F. FitzGerald مخرجًا آخر. فقد لاحظا أنه يمكن فهم نتائج مايكلسون - مورلي إذا افترض المرء أن قطعة صغيرة جدًا من جهاز التجربة (ويحتمل أي جسم مادي آخر) تعاني انكماشا في أبعادها بقدر محدد تمامًا على طول اتجاه الحركة خلال الأثير. لقد كانا في حقيقة الأمر يفكران في الاتجاه الصحيح الذي أدى بهما إلى استنباط الصيغة الصحيحة للانكماش، لكن الاقتراح كان لغرض خاص تمامًا، ولم يقدما الأساس الفيزيائي لهذا الانكماش. واستطاع لورنتز في عام ١٩٠٤ أن يحرز تقدمًا أكثر عمقًا عندما لاحظ أن معادلات ماكسويل غير متغيرة في ظل مجموعة تحويلات غير كلاسيكية تحل محل المعادلة (2.6)، وهي:

$$x' = \Gamma(x - vt), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \Gamma(t - vx/c^2),$$

$$t_{V} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

إلى هذا الحد كانت ملاحظة لورنتز رياضياتية صرفة. لكن إذا حافظت معادلات الكهرومغناطيسية فعلاً على الشكل نفسه في جميع الأُطر القصورية، بحيث يتحقق تحويل لورنتز الممثل بالمعادلات (2.8) في الطبيعة، فإن دلالات تصوراتنا للمكان والزمان يجب أن تكون عميقة جدًا.

أهم شيء ينبغي التركيز عليه في أي مناقشة لموضوع النسبية هو مفهوم «حادثة» event، أي الشيء الذي يحدث في موقع معين عند لحظة معينة. فأي راصد في إطار إسناد معلوم يربط ذهنيا بين حادثة ما وبين إحداثيات المكان والزمان. والراصدان في مناطي إسناد قصوريين مختلفين، اللذان ينظران إلى نفس الحادثة، يقرنان الإحداثيات المختلفة بهذه الحادثة؛ وليس في ذلك أي مدعاة للحيرة أو الغموض. أما إذا كانت ساعتا الراصدين

متزامنتين تماما وتعملان بحالة جيدة، فإننا نتوقع أن يتفق الراصدان على زمن وقوع الحادثة. والحقيقة أننا نتوقع الصلات التي تعبر عنها المعادلات (2.6). على أن ما يلفت النظر بدهشة كبيرة لأول وهلة فيما يتعلق بمعادلة (2.8) الخاصة بتحويلات لورنتز هو ما تتضمنه من اختلاف بين الزمنين t' و t، أي اختلاف سرعة الساعتين في إطاري إسناد يتحركان حركة نسبية. أيضًا، الصلة بين الإحداثيين المكانيين x و x' تتضمن ما لم يكن في الحسبان، وهو المعامل Γ الذي يعتمد على السرعة. لم يؤلَف شيء من هذا في ما عُرف من الخبرة اليومية، لكنه يعزى إلى أن السرعات النسبية التي نتعامل معها عادة ما تكون صغيرة جدًا مقارنة بسرعة الضوء. وفى حالة $c >> v$ تكون الدالة Γ قريبة جدًا من الواحد الصحيح، وتختزل المعادلات (2.8) لتؤول تقريبًا إلى المعادلات (2.6) المنسجمة مع الحدس والبديهة.

المناقشة السابقة خاصة بتحويلات لورنتز عندما يكون لدى الراصدَيْن Σ و Σ' محاور إحداثية متماثلة الاتجاه وتكون نقطتا الأصل لهما ($x = x' = 0$) متطابقتين عند $t = t' = 0$. الإطار Σ' متحرك في الاتجاه الموجب للمحور x بسرعة v بالنسبة إلى Σ. وعلاقات التحويل المعبرة عن الكميات بعد تحويلها بدلالة الكميات الأصلية هي نفس العلاقات الموضحة أعلاه تمامًا، ولكن بإحلال $-v$ محل v حيثما وجدت. يمكن للقارئ، إذا رغب، أن يختبر صحة هذا جبريا بسهولة. وينسحب ما ورد عن المثال المعطى هنا على معادلات التحويل لاتجاهات أخرى مميزة للحركة والمحاور الإحداثية.

أسس أينشتين في سنته العجيبة ١٩٠٥ نظرية النسبية الخاصة استنادًا إلى مبدأين واسعين جدًا: (1) قوانين الطبيعة الفيزيائية الأساسية يجب أن تكون ثابتة في جميع أُطر الإسناد القصورية [ذات القصور الذاتي]، (2) سرعة الضوء كمية أساسية يجب أن تكون ثابتة في جميع الأُطر القصورية

[بغض النظر عن حركة الراصدين النسبية بالنسبة لمصدر الضوء]. وهذا المبدأ الأخير يفك الاشتباك ويزيل التصادم بين قانون نيوتن وقوانين الكهرومغناطيسية لصالح الأخيرة. وقد انبثق قانون تحويلات لورنتز الموضح سابقًا من هذه التساؤلات، حيث استنبط لورنتز هذا القانون من حاجة تقتضي أن تكون معادلات ماكسويل صحيحة في جميع أُطر الإسناد القصورية. وأصبح في متناول أينشتين أن يجعل من الثبات في ظل تحويلات لورنتز مبدأ هاديا يتجاوز الكهرومغناطيسية ويصل إلى ما وراءها. وأصبح هذا المبدأ فاعلاً كدليل ومرشد، وكقيْد وتضييق على صياغة نظريات أكثر رحابة. وبصورة خاصة، أدى هذا المبدأ بأينشتين إلى مراجعة قانون نيوتن، كما سيتضح من مناقشتنا فيما بعد.

تربط معادلة تحويلات لورنتز (2.8) بين إحداثيات الزمكان لحادثة ما كما يسجلها راصدان في إطارين قصوريين مختلفين. وتنطوي هذه التعابير الرياضية على تضمينات لافتة للنظر تتعلق بقضبان القياس الفيزيائية والساعات. فهناك كيانات أخرى داخلة في لب نظريات الطبيعة تتحول أيضًا من إطار إلى آخر. وبالنسبة للكهرومغناطيسية، لا يتطلب ثبات معادلات ماكسويل العلاقات الزمكانية المذكورة سابقًا فقط، وإنما يتطلب أيضًا علاقات محددة تصل بين المجالين الكهربي والمغناطيسي المنظورين في إطارين قصوريين مختلفين. وكون المجالين مختلفين في الإطارين ينبغي ألا يدهشنا ما دمنا قد قبلنا بثبات معادلات الكهرومغناطيسية في كليهما. على سبيل المثال، افترض أن هناك شحنة كهربية مفردة، وأنها ساكنة في الإطار Σ ، بحيث لا يوجد مجال مغناطيسي في ذلك الإطار، أى لا يوجد سوى مجال كهربي. سوف تُرصد الشحنة على أنها متحركة من منظور الإطار Σ' المتحرك بالنسبة للإطار Σ. لكن الشحنة المتحركة تولد مجالا مغناطيسيًا مثلما تولد مجالاً كهربيًا، وذلك طبقًا لمعادلات ماكسويل التي يُفترض صحتها في كل من الإطارين Σ' و Σ.

يمكن مناقشة معادلات التحويل للمجالات الكهرومغناطيسية على النحو التالى. في الإطار Σ، افترض E_{11} ترمز للمركبة x من المجال الكهربي (أي المركبة في اتجاه حركة الإطار Σ'). عرّف B_{11} بالمثل للمجال المغناطيسي. وليكن $\mathbf{E}\uparrow$ و $\mathbf{B}\uparrow$ يرمزان للمركبتين المتعامدتين على المحور x (كل منهما عبارة عن متجه ثنائي)؛ وضع شرطة لتشير إلى الكميات المماثلة في الإطار Σ' . إذن، بالتوازي مع التحويلات الإحداثية الموضحة في المعادلات (2.8)، تتحول المجالات طبقًا للقواعد التالية:

$$E'_{11} = , \quad E_{11} \; , \quad B'_{11} = \quad B_{11}$$

$$\mathbf{E}\uparrow = \Gamma\,(\,\mathbf{E}\uparrow + \frac{\mathbf{v}}{c}\;\; x\,\mathbf{B})\,, \quad \mathbf{B}\uparrow = \Gamma\,(\,\mathbf{B}\uparrow - \frac{\mathbf{v}}{c}\; x\,\mathbf{E})$$

لنعُد الآن، بعد تسجيل هذا، إلى صيغ تحويلات لورنتز الزمكانية ونعتبر بعضًا من مضامينها الغريبة وتطبيقاتها المدهشة.

انكماش الطول

افترض أن D_r يمثل طول قضيب ساكن في إطار الإسناد Σ' ومستقر على طول المحور x بأحد طرفيه عند $x' = a$ والطرف الآخر عند $x' = a + D_r$. لإيجاد الطول D_m كما يقاس في الإطار Σ يجب أن نحدد موضع نهايتي القضيب عند نفس اللحظة t في ذلك الإطار. وهذا ما يعنيه عمليا قياس طول جسم متحرك. عندئذ نرى بسهولة، من قوانين التحويل، أن:

$$D_m = \sqrt{1 - v^2/c^2}\;\; D_r \qquad (2.10)$$

بالنسبة لراصد فى أحد الإطارين يكون القضيب في الإطار الآخر منكمشا في الطول (على استقامة محور الحركة). ويوضح الحرف الدليلي السفلي r في الرمز D_r أن هذا الطول هو بقياسه على حالته في الإطار

الذي يكون الجسم فيه ساكنا؛ بينما يوضح الحرف السفلي m في الرمز D_m الطول كما يقاس في الإطار المتحرك بالنسبة للقضيب. وهكذا يرى كل راصد انكماشا في الأجسام الموجودة في إطار الراصد الآخر! هذه الظاهرة غير مؤكدة حدسيًا أو بداهة، ولكنها تلمح إلى حدوث انكماش contraction.

تمديد (بطء) الزمن

اعتبر طقّتين لساعة ساكنة في وضع معين داخل إطار إسناد. تحدث هاتان الطقتان في موضعين مختلفين كما يرصدهما شخص في إطار إسناد آخر تتحرك الساعة بالنسبة له. يستطيع المرء بسهولة أن يختبر صحة أن الفترتين الزمنيتين بين الطقتين ترتبطان بالمعادلة:

$$T_m = \frac{T_r}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \qquad (2.11)$$

يعتقد كل راصد أن الساعة في الإطار المتحرك تدور أبطأ من ساعته الخاصة. وهذا يعني أن الراصد الموجود على الأرض يعتقد أن عمر توأمه الموجود في سفينة فضائية مسرعة يمر على نحو أبطأ كثيرًا. وبالمثل، يعتقد الراصد الموجود في سفينة الفضاء أن عمر توأمه الموجود على الأرض يمر على نحو أبطأ كثيرًا. يطلق على هذه الظاهرة اسم «التناقض الظاهري للتوائم» twin paradox . هذا ليس تناقضًا، وإنما هو لغز مدهش. ذلك أن كلا الراصدين يكونان على صواب إذا كانت الحركة النسبية بسرعة ثابتة، والتوأمان ينموان مستقلين أحدهما عن الآخر، ثم عادا فالتقيا معًا مرة أخرى بعد فترة ليقارنا تجاعيد الوجه، وآثر أحدهما أن يتحول راجعًا إلى حيث يخضع للحركة المتسارعة. تحليل مثل هذه الظاهرة التي يتسارع فيها إطار

إسناد بالنسبة لأطر قصورية ينقل المرء إلى نظرية النسبية العامة. وتقضي خلاصة التحليل في ضوء النسبية العامة بأن التوأم الذي عاد أدراجه (ومن ثم ظل في إطاره المتسارع) هو الذي بدا أكثر شبابًا وأصغر سنًا عندما تقابل التوأمان معًا.

بطء (تمديد) الزمن شيء عادي ومألوف بالنسبة للباحثين في فيزياء الطاقة العالية، حيث أنهم كثيرًا ما يتعاملون مع جسيمات تتحرك بسرعات قريبة جدًا من سرعة الضوء، سواء في الأشعة الكونية أو معجلات الجسيمات particle accelerators.

اعتبر، على سبيل المثال، جسيما مشحونا مثل البيون pion متحركا بطاقة تبلغ حوالي 14 بليون إلكترون ڤولت. تعتبر هذه الطاقة متواضعة بالنسبة لأحدث معجلات الجسيمات (وقد اخترنا رقما يجعل هذه الطاقة أكبر مائة مرة من طاقة السكون للبيون). عند هذه الطاقة تكون سرعة البيون قريبة جدا جدا من سرعة الضوء، ويصبح جسيما غير مستقر، فيتحلل تلقائيا إلى ميون muon ونيوترينو neutrino. يبلغ متوسط العمر الذي يعيشه البيون في إطاره الساكن نحو 2.6×10^{-8} ثانية. وإذا لم يكن هناك تمديد (بطء) للزمن، فإن البيون المتحرك بسرعة الضوء تقريبًا سوف يجتاز في المتوسط مسافة قدرها ثمانية أمتار تقريبًا قبل أن يتحلل. وبسبب تمديد الزمن تصبح تلك المسافة 800 مترا! مثل هذه البراهين أصبحت مألوفة وشائعة في الوقت الحاضر.

التزامن

ينتج من قوانين التحويل أن الأحداث التي تبدو متزامنة (آنيّة) في إطار ما لن تحدث آنيا في إطار آخر متحرك بالنسبة له. هذه النتيجة أيضًا تعتبر واحدة من غرائب النسبية الخاصة. على سبيل المثال، افترض - كما يلاحظ

في الإطار Σ- أن الحادثة 1 تحدث عند $x = 0$ ، $t = 0$ والحادثة 2 عند $x = -D$، $t = 0$. الموقعان هنا مختلفان عند نفس اللحظة ولهذا تكون الحادثتان متزامنتين في ذلك الإطار، إلا أنه يمكن بسهولة، من قوانين تحويلات لورنتز، اختبار صحة وقوع الحادثتين في الإطار Σ' عند زمنين مختلفين: $t'_1 = 0$ و $t'_2 = \Gamma Dv/c^2$ [أي أن الحادثتين غير متزامنتين].

جمع السرعات

افترض أن المراقبين في الإطارين يرصدان حركة جسيم متجه سرعته $\mathbf{u}$ في الإطار Σ و $\mathbf{u}'$ في الإطار Σ'. باستخدام:

$$dx' = \Gamma (dx - vdt) \quad , \quad dt' = \Gamma (dt - vdx/c^2)$$

يمكن إيجاد أن:

$$\frac{dx'}{dt'} = u_{x'} = \frac{u_x - v}{1 - vu_x / c^2}$$

وبالمثل:

$$u_{y'} = \frac{1}{\Gamma} \frac{u_y}{1 - vu_x / c^2}; \quad u_{z'} = \frac{1}{\Gamma} \frac{u_z}{1 - vu_x / c^2} \quad (2.12)$$

تربط هذه القوانين بين السرعات التى يسجلها مراقبين في حالة حركة نسبية. وعند $c >> v$ تختزل إلى علاقات الحس المشترك في المعادلة (2.7).

ديناميكا الجسيمات

يمكن كتابة قانون القوة لنيوتن من المعادلة (2.1) على الصورة $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$. حيث $\mathbf{P} = m\mathbf{u}$ هي كمية التحرك غير النسبوية للجسيم، و $\mathbf{u}$ هي سرعته. قدم أينشتين التعميم النسبوي لقانون نيوتن. ويتضح في النهاية أن

العـلاقـة النيـوتونيـة المذكـورة أعـلاه، والتي تربط بين القـوة ومـعـدل تـغـيـر كمـيـة التحـرك، تستمـر صـالحـة للتطبيق، ولكن في صورة منقحة بتعبير معدل لكمية التحرك:

$$\mathbf{F} = \frac{dp}{dt} \quad , \quad \mathbf{P} = \frac{mu}{\sqrt{1 - u^2 / c^2}} \quad (2.13)$$

بهذا التعريف لكمية التحرك تستمر من وجهة النظر النسبوية صلاحية نتيجة مهمة وشائعة في الديناميكا اللانسبوية، ألا وهي التي تقضي تحديدًا بأن إجمالي كمية تحرك منظومة من الجسيمات تظل محفوظة conserved (أي ثابتـة مع الزمن) إذا لم يكن هناك صـافي قـوة خـارجـيـة مـؤثرة على المنظومة. أما كميات التحرك المفردة فإنها تتغير لأن الجسيمات تؤثر بقوة بعضها في بعض، ولكن إجمالي كمية التحرك يظل ثابتا.

وسّع أينشتين أيضًا تعريف الطاقة ليشمل مفهوم طاقة السكون mass energy، ودمج بين طاقة السكون وطاقة الحركة لجسيم حر لينتج أن:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - u^2 / c^2}} = \sqrt{(mc^2)^2 + (cp)^2} \quad (2.14)$$

ينتج تكافؤ الحدين على اليمين من المعادلة (2.13). وفي حالة السرعات u الصغيرة مقارنة بسرعة الضوء تختزل هذه المعادلات المتكافئة إلى:

$$E \approx mc^2 + \frac{mu^2}{2} = mc^2 + \frac{p^2}{2m}, \qquad \mathbf{P} \approx m\mathbf{u} \qquad (2.15)$$

الحد $\frac{p^2}{2m}$ هو الصيغة اللانسبوية العادية لطاقة الحركة، والحد mc^2 حسب التعريف هو طاقة السكون rest energy المصاحبة للكتلة m. وهكذا فإنه بالنسبة لجسيم ساكن يكون لدينا معادلة أينشتين الشهيرة $E = mc^2$. للمناقشة فيما بعد، وما إذا كانت الطاقة منخفضة أو عالية، نعرّف طاقة الحركة بالمعادلة: $K = E - mc^2$ بأنها طاقة ما فوق طاقة السكون وما وراءها.

مما لا شك فيه أن الطاقة الكلية لمنظومة جسيمات معزولة تشمل طاقة الموضع بالإضافة إلى طاقتي الحركة والسكون. لكن عندما تكون الجسيمات بعيدة عن بعضها البعض كثيرًا، وبالتالي تكون غير متآثرة، فإن الطاقة الكلية تساوي فقط مجموع قيم الطاقة الموضحة في المعادلة (2.14).

لن نعرض للأسباب التي قادت أينشتين إلى ما وصل إليه من تعريفات نسبوية لكمية التحرك والطاقة، أو من تعميم نسبوي لقانون نيوتن على نحو ما أوضحنا سابقًا. لكن هناك بعض التعليقات الإضافية المرتبة بشأن تلك المعادلة الشهيرة $E = mc^2$، وطاقة السكون لجسم ثابت. اعتبر جسمًا مركّبا، وليكن نواة ديوتيريوم، وهي عبارة عن جسم مكوّن من نيوترون وبروتون يدوران كل منهما حول الآخر في حالة ترابط. دعنا نفحص مناط الإسناد «ككل»، حيث تكون هذه النواة الذرية ساكنة فيه، ويكون مركز ثقل البروتون والنيوترون ثابتًا بالرغم من أنهما في حالة حركة. نحن ننظر عادة إلى طاقة مثل هذا الجسيم المركب، من منظور لا نسبوي، على أنه مؤلف من طاقات حركة مكوناته بالإضافة إلى طاقة جهدهما المتبادلة. فإذا أضفنا إليها طاقتي السكون للبروتون والنيوترون، فإننا نحصل على الطاقة الكلية E للنواة الساكنة. ونستطيع بعد ذلك، باستخدام صيغة أينشتين، أن نحسب الكتلة المفروضة للنواة، $M = E / c^2$؛ وهي في الواقع كتلة النواة. وتختلف كتلة النواة عن مجموع كتل مكوناتها الذى يزيد في الواقع عنها بقدر إسهام «الطاقة الداخلية» internal emergy للمنظومة، أي طاقتي الحركة والجهد لمكوّنات النواة. وإذا كانت المنظومة مترابطة، فإن طاقة الجهد تكون سالبة بأكثر مما تكون طاقة الحركة موجبة.

عمومًا، كتلة جسم مركب (نواة، ذرة، جزيء، قطعة حلوى) لا تساوى مجموع كتل مكوناته. وبهذا المعنى لا تكون الكتلة محافظة! والفروق تكون صغيرة جدًا بحيث تدق على الملاحظة فى الشئون اليومية، أو حتى على المستوى الذري. على

سبيل المثال، كتلة ذرة الهيدروجين أقل من مجموع كتلتي الإلكترون والبروتون، ولكن بمقدار جزء في المائة مليون تقريبًا. بالمثل، كتلة جزيء الماء تختلف إختلافًا ضئيلاً جدًا عن مجموع كتل ذرتي الهيدروجين وذرة الأكسجين التي تكون جزيء الماء (نفس تلك الذرات المكونة للجزيء لها كتل مختلفة قليلاً جدًا عن مجموع كتل مكوناتها)، وهكذا. الفرق في حالة الديوترون deutron حوالي جزء في الألف، وهو صغير جدًا ولكن من الممكن اكتشافه تمامًا.

أصبحت الديناميكا النسبوية نافذة التأثير في الأعمال اليومية لفيزياء الجسيمات. على سبيل المثال، اعتبر عملية تفكك ما يسمى جسيم Σ إلى نيوترون وبيون:

$$\Sigma \rightarrow n + \pi$$

ليس هناك فائدة من اعتبار الجسيم Σ مركّبا من نيوترون وبيون، ولكن دعنا فقط، لغرض مؤقت، نعتبر الأشياء بحالاتها كما هي، حيث تعرض الجسيم الأصلي (الوالد) في هذه العملية للهدم واستُحدث جسيمان وليدان. لتكن M هي كتلة الجسيم Σ ، m كتلة النيوترون، π كتلة البيون. افترض أن الجسيم Σ ساكن في إطار المعمل، وأن الرمزين $\mathbf{p}$ و $\mathbf{k}$ يُمثلان كميتي تحرك النيوترون والبيون [على الترتيب] عندما يبعد أحدهما عن الآخر كثيرا بحيث لا يتأثران، وأن E و ε يرمزان لطاقتي الحركة والسكون [على الترتيب]. افترض أننا نرغب في التنبؤ بطاقة البيون ε . باستخدام قانوني بقاء كمية التحرك والطاقة ينتج أن:

$$\mathbf{0} = \mathbf{p} + \mathbf{k} \; ; \qquad Mc^2 = E + \varepsilon$$

لقد استخدمنا حقيقة أن الطاقة الابتدائية، وهي طاقة الجسيم Σ ساكنًا، ما هي إلا طاقة سكونه Mc^2. باستخدام هاتين المعادلتين والمعادلة (2.14) يمكن بسهولة إيجاد أن:

$$\varepsilon = \frac{M^2 + \mu^2 - m^2}{2M} \quad c^2$$

يحدث أن تكون الكتل في هذا المثال بحيث يظهر الميزون متحركا بسرعة كافية، وبهذا كانت الحاجة ماسة للمعالجة النسبوية الكاملة. والقوانين النسبوية لبقاء الطاقة وكمية التحرك التي ضرب بها المثل هنا قد تم اختبارها بكثرة في عمليات تحلل مختلفة من هذا النوع، وفي ظواهر تصادم الطاقات العالية على نحو أعمّ.

خواص التحويل لكمية التحرك والطاقة

عندما يرقب الراصدون في إطارات قصورية مختلفة نفس الجسيم فإنهم سوف يسجلون كميات تحرك مختلفة وطاقات مختلفة. وقد رأينا كيف تتحول السرعة من مناط قصوري إلى آخر، ونعلم كيف تعتمد الطاقة وكمية التحرك على السرعة. لهذا يمكننا أن نعرف بسهولة كيف يتم تحويل كمية التحرك والطاقة من إطار إلى آخر؛ فبقدر ضئيل من الحساب يمكننا اكتشاف أن **cp** و E تتحولان بنفس طريقة تحويل الإحداثيات الزمكانية، وذلك بإحلال **cp** محل **r** و E/c محل t ، وينتج تحديدًا أن:

$$cp'_x = \Gamma\,(cp_x - \nu\, E/c), \quad cp'_y = cp_y \quad cp'_z = cp_z$$

$$E' = \Gamma\,(E - \nu p_x) \qquad (2.16)$$

والقارئ المتخصص مدعو للتأكد من أن طاقة السكون، وبالتالي الكتلة، تكونان ثابتتين في كلا مناطي الإسناد، وهو ما ينبغي دون شك أن يكون. أي أن:

$$E'^2 - (cp')^2 = E^2 - (cp)^2 = (mc^2)^2$$





3

ميكانيكا الكم «القديمة»

الموجات الكهرومغناطيسية

تنتشر التأثرات الكهرومغناطيسية بين جسيمات مشحونة بسرعة كبيرة، لكنها محددة، هي سرعة الضوء. فاهتزاز شحنة بعيدة جدًا، في أوروبا مثلا، لن تتأثر به أو تشعر بقوته شحنة هنا ما لم تصلها نبضة الاهتزاز. وهذا هو ما يضفي شهرة وواقعية على مفهومي المجال الكهربي والمجال المغناطيسي، حتى وإن ظهرا من وجهة نظر القوى بين جسيمات مادية أنهما مجرد وسيطين: أي تحدث الشحنة مجالا، ويبذل المجال قوة تؤثر على شحنة أخرى. وقد تم التعبير عن معادلات ماكسويل بدلالة هذين الوسيطين. وتوجد حلول مختلفة لا حصر لها لمعادلات ماكسويل؛ فعلى سبيل المثال، بالنسبة لاهتزازة تنتقل في فراغ حر على طول الاتجاه x+ يكون الحل لإيجاد المجالين **E** و **B** هو:

لقد كان هناك قدر ملحوظ من الحظ في كل هذا.

المؤلف

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \, F\,(x - ct); \qquad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \, F\,(x - ct), \qquad (3.1)$$

حيث c هي سرعة الضوء، $\mathbf{E}_0$ متجه ثابت مقداره اختياري واتجاهه عمودي على المحور x ، $\mathbf{B}_0$ متجه ثابت عمودي على كل من $\mathbf{E}_0$ والمحور x. ويجب أن يكون لهذين المتجهين نفس المقدار في نظام الوحدات سم جم ث (cgs). وترمز F في المعادلة (3.1) إلى دالة اختيارية للتعليل الموضح. بديهي، من مجرد حقيقة أن F تعتمد على x و t فقط في التوافقية x - ct، أنّ تنتقل الذبذبة بسرعة c إلى اليمين على طول المحور x محافظةً على شكلها. هناك حلول أخرى تصف الذبذبة المتحركة إلى اليسار، أي في الاتجاه السالب للمحور x. وهذه الحلول لها نفس البنية الموضحة أعلاه، ولكن باستبدال الكمية F (x - ct) لتحل محلها الكمية G (x + ct)، حيث G دالة اختيارية أيضًا، ولكنها هذه المرة دالة في التوافقية x + ct. يوجد هناك حلول مناظرة للذبذبات المنتشرة في جميع الاتجاهات الأخرى، لكن طبيعة معادلة ماكسويل المميزة تكمن في أنّ حاصل جمع الحلول لأي مجموعة خاصة معلومة يعتبر حلاً أيضًا!

لنعُد إلى حالة الانتشار [الموْجي] على طول المحور x والدّالّة F (x - ct) التي تظهر هناك دون توقع، ونعتبر الدالة الجيبية التالية كحالة خاصة:

$$F\,(x - ct) = \sin\,\{k\,(x - ct) + \phi\} \qquad (3.2)$$

حيث ϕ ثابت «طوري» اختياري و k ثابت «عدد موجي» اختياري للانتشار. لنتذكر أن الدالة الجيبية ومشتقتها (تفاضلها) يتكرران عندما تزداد الإزاحة الزاوية بأي مضاعف موجب أو سالب للمقدار 2π. وبالتالي فإن الإشارة المتذبذبة signal لزمن معلوم t تتكرر عندما تتحرك من x_1 إلى x_2 شريطة أن يكون $k\,(x_2 - x_1) = 2\pi$ (نقيس الزوايا بالتقدير الدائري أو الزوايا نصف القطرية radians، فيكون 2π radians = 360°). يتحدد الطول الموجي λ بمسافة التكرار $x_2 - x_1$، ومن ثم يعرف k بمقلوب الطول

الموجي، حيث $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. بالمثل، بالنسبة لموضع معلوم x تكرر الإشارة نفسها في فترة زمنية τ بحيث يكون $kc\tau = 2\pi$. هذه الفترة الزمنية τ هي الزمن الدوري period للإشارة المتذبذبة، ويعطي مقلوب الزمن الدوري تردد التكرار f بحيث يكون $f = kc/2\pi$. ونسترد بموجب هذا القانون العلاقة المعروفة في المدارس الثانوية على الصورة $f\ \lambda = c$: أي أن حاصل ضرب التردد في الطول الموجي يعطي مقدار سرعة الضوء. ولتفادي كتابة 2π كثيرًا سوف نستخدم من الآن في كل ما يأتي (تقريبًا) المصطلح الذي يسمى التردد الدائري [الزاوي] ω وهو يعرف بالمعادلة $\omega = 2\pi f$، أي أن ω تساوي 2π مضروبًا في التردد التكراري الاصطلاحي f. ويكون ثابت الانتشار (أو العدد الموجي) k مساويا لخارج قسمة 2π على الطول الموجي. وتربط العلاقة $\omega = kc$ بين التردد الدائري والعدد الموجي.

الدالة العامة $F\ (x - ct)$ التي تصف إشارة تذبذبية منتشرة في اتجاه اليمين على طول المحور x عبارة عن تراكب superposition الحلول الجيبيّة المذكورة أعلاه، مجموعا لكل الأعداد الموجية، مع الطور ϕ والسعتين $\mathbf{E}_0$ و $\mathbf{B}_0$ المختارتين بصورة مستقلة لكل عدد موجي (ولكن باعتبار $|\mathbf{B}_0| = |\mathbf{E}_0|$). والحل العام كاملاً لمعادلات ماكسويل في الفضاء الحر هو تراكب من هذا النوع، مأخوذًا في جميع اتجاهات الانتشار!

مثل هذا التراكب تمامًا موجود في الإشعاع الصادر من الشمس أو من مصباح ضوئي، وذلك في مدى أطوال موجية يتركز غالبًا في منطقة الضوء المرئي 0.7 - 0.4 ميكرون (الميكرون الواحد = 10^{-4} سم). وتستجيب حاسة الإبصار عندنا للرؤية في هذا المدى الموجي، كما أن مصابيح الإضاءة تصمم على النحو الذي يريح أعيننا بقدر الإمكان. وينبغي أن نلاحظ هنا أيضًا أن الموجات الكهرومغناطيسية تحمل طاقة،

فهي تسبب اهتزاز الشحنات المادية، وبالتالي تكتسب طاقة حركة، فلو لم تحمل أشعة الشمس طاقة الأرض ما كان لنا وجود هنا. كذلك تحمل الموجات الكهرومغناطيسية كمية تحرك، ولو أن هذا أقل انتشارًا في الحياة اليومية؛ إذ يمكن لشعاع ضوئي مكثف بدرجة كافية أن يلسعك بقوة، فضلاً عن أن يُشعرك بالدفء.

إشعاع الجسم الأسود

من المعروف منذ القدم أنه عند تسخين الفلزات metals ومواد أخرى إلى درجات حرارة عالية جدًا فإنها تشع ضوءًا مرئيًا؛ وكلما كانت درجة الحرارة أعلى صار الضوء أكثر زرقة. واتضحت أسباب ذلك، من حيث الكيفية على الأقل، في منتصف القرن التاسع عشر مع تطور فهْم واستيعاب كل من الديناميكا الحرارية والنظرية الكهرومغناطيسية. فالضوء ما هو إلا اضطراب كهرومغناطيسي يولده اهتزاز شحنات وينتشر في الفضاء. وتؤدي الحرارة الأعلى إلى زيادة الاهتزاز، وبالتالي إلى تعاظم شدة الإشعاع، كما تحدث إزاحة نحو ترددات أعلى. وفي خمسينيات القرن التاسع عشر استطاع «جوستاف كيرشوف» Gustav Kirchhoff المتخصص في العلمين المذكورين أعلاه أن يتوصل إلى اكتشاف بالغ الأهمية. اعتبر وعاء أجوف جدرانه محفوظة عند درجة حرارة ما T. من المتوقع لهذه الجدران أن تكون قادرة على ابتعاث وامتصاص إشعاع كهرومغناطيسي. وبالرغم من أن التركيب الذري لم يكن معروفًا تمامًا آنذاك، إلا أنه كان معلومًا أن المادة تحتوي على شحنة كهربية بصورة ما، وأن اهتزاز شحنة كهربية يؤدي بالضرورة إلى ابتعاث إشعاع. وبالعكس، يسبب الإشعاع الساقط اهتزازًا يؤدي إلى امتصاص طاقة من الإشعاع.

وبالتوازن بين الابتعاث والامتصاص سوف يمتلئ الوعاء الأجوف بإشعاع كهرومغناطيسي تتحرك موجاته في كل اتجاه ممكن وتشمل كل ترددات الطيف.

أوضح كيرشوف، باستخدام برهان ثرموديناميكي بسيط، ولكنه بارع، أن شدة الإشعاع يجب أن تكون أيزوتروبية (متماثلة الاتجاه) isotropic (أي تكون الأشعة متحركة بالتساوي في جميع الاتجاهات) ومنتظمة على كل الإناء (أي نفس الشدة عند كل نقطة من الجدران). والأكثر دهشة أنه أوضح أيضًا أن طيف الإشعاع، أي شدة طاقته كدالة في التردد، يجب ألا تعتمد مطلقًا على المادة المصنوع منها الجدران. ليكن u هي كثافة الطاقة الإشعاعية (أي الطاقة لكل وحدة حجم) في وحدة فترة ترددية عند تردد ω. وحيث أن u لا تعتمد على طبيعة الجدران، فلابد أن تكون دالة كونية $u = u (\omega, T)$ في التردد ودرجة الحرارة فقط. ونظرًا لأن هذه الدالة الطيفية «لجسم أسود» دالة كونية، فإنها تنطوي بلا شك على قدر من الأهمية الأساسية، لا يتعلق فقط ببحثها تجريبيًا، ولكن أيضًا بفهمها نظريًا بدقة. لقد استغرق هذا الفهم الدقيق حوالي أربعين سنة لكي يظهر إلى النور، أو بالأحرى، لكي يبدأ في الظهور.

وكما قيل من قبل، كان الفيزيائي الألماني ماكس بلانك Max Planck هو الذي فعلها في عام ١٩٠٠، لكن دعنا نعتبر أولاً بعض الأمور التي حدثت قبل ذلك. كان العالم التجريبي النمساوي «جوزيف ستيفان» Josef stefan قد اكتشف تجريبيًا قبل ذلك بعدة أعوام أن كثافة الطاقة الكلية - أي تكامل كثافة الطاقة u لجميع الترددات - تتناسب مع القوة الرابعة لدرجة الحرارة المطلقة T. واستطاع «لودفيج بولتزمان» Ludwig Boltzmann بعد ذلك أن

يثبت هـذا علـى أسس ثرمـوديناميكيـة بحـتـة. وفـي عـام ١٨٩٣ برهــن فـين W. Wien، مـرة ثانيـة ببرهـان ثرموديناميكي رائع، على أن $u(\omega,T)$ يجب أن تكون على الصورة:

$$u = \omega^3 W(\omega/T)$$

حـيث W دالة مـا للنسـبـة الموضـحـة، وهي دالـة لم يقـتـرحـهـا فـين نظريًا، ولكن الاسـتـدلال من الوقائع والمقدمـات الذي أوصله إلى المعادلة المذكورة أعلاه كـان خـاليًا من الأخطاء. وبعـد سنوات قليلة اسـتنبط فـين نفسـه نتيجة أخـرى، لكنهـا هذه المرة لم تكن خـاليـة تمامًـا من الأخطاء؛ وهي على وجه التحديد:

$$W(\omega/T) = A \exp(-b\omega/T)$$

حيث A و b ثابتـان غيـر معـيّنين. وفي أواسط عـام ١٩٠٠ عـاود اللورد رايلي (وليم سـتروت) Lord Rayleigh (William Strutt) دراسـة المسـألة ككل باسـتـخدام أفـضل لمبـادئ الميكانيكا الإحصـائيـة التي كـانت مـتطورة كل الوقت، وخلص إلى هذه النتيجة التى جلبت النوائب:

$$u = k_B T\omega^2 / \pi^2 c^3$$

حـيث k_B هنـا هـو بارامـتـر مـيكانيكي إحـصـائي منسـوب إلى «لودفـيج بولتزمان» L. Boltzmann وكانت نتيجة رايلي جالبة للنوائب لأن عملية التكامل التي أجريت لإيجاد كثافة الطاقة المتوقعة وشملت جميـع التـرددات أعطـت قيـمـة لا نهائية لكثافة الطاقة الكلية! عبرّ رايلي عن أسفه وتخلى عن الموضوع.

في السـابـع من أكتوبر عـام ١٩٠٠ في برلين استـضـاف «بلانك» السـيد «روبنس» H. Rubens وزوجته لتناول الشـاي. وكـان روبنس زمـيـلاً لبـلانك، وهو عـالم تجـريبي أجـرى قيـاسـات الطيف الإشعـاعي للجسم الأسـود. وفي

أثناء اللقاء انتحى روبنس ببلانك جانبًا وأطلعه على أحدث نتائجه. وفي مساء الليلة ذاتها أطال بلانك التفكير لبعض الوقت في مسألة الجسم الأسود، وعكف على حلها، واستنبط صيغة أولية لاستكمال الجزء الواقع بين الترددات المنخفضة التي تحقق صيغة رايلي والترددات العالية جدًا التي تحقق صيغة ڤين. واتفقت صيغة بلانك بصورة رائعة مع نتائج الجزء الأوسط أيضًا! وأعلنت كل من نتائج روبنس التجريبية وصيغة بلانك الرياضياتية خلال أسبوعين.

كان بلانك أستاذًا ماهرًا في الديناميكا الحرارية، ومع ذلك ساوره الشك كثيرًا كزميل محافظ في الميكانيكا الإحصائية العصرية، ولم يركن إلى نجاحه الأوّلي بالنسبة لرصيده العلمي المشرف، فلم يشأ أن يستنتج صيغته من المبادئ الأولى. ويبدو لحسن الحظ أنه لم يكن على دراية بنتيجة رايلي الباعثة على التشاؤم، التي كانت محتومة داخل الإطار الكلاسيكي للزمن. اتخذ بلانك مسارا أكثر تعقيدا. ونظرًا لأن دالة الطاقة الإشعاعية لا تعتمد على طبيعة جدران الوعاء، فإنه كان حرًّا في أن يفترض أن الجدران تتكون من متذبذبات بسيطة، أي جسيمات مشحونة عند أطراف زنبركات (نوابض)، مع تمثيل كل الترددات الزنبركية الممكنة. واستطاع، باستخدام براهين كهرومغناطيسية خالية من الأخطاء، أن يربط الدالة الطيفية $u\ (\omega, T)$ بمتوسط الطاقة الثرمودينامكية $E\ (\omega, T)$ لتردد الزنبرك ω. وما إن حصل على النتيجة الكلاسيكية السليمة لهذه الطاقة، كان عليه أن ينجز هدفه بالتوصل إلى صيغة رايلي. لكنه، بدلاً من ذلك، توانى وأضاع بعض الوقت، ثم أدخل وهو يائس فرضا اختياريا آخر - أقره فيما بعد - لإنجاز النتيجة التي رغب فيها. لقد افترض أن الزنبرك يمكنه أن يأخذ فقط قيم الطاقة ε التي تكون مضاعفات صحيحة لتردد أزمنة ثابتة: $\varepsilon = n\hbar\,\omega$ ، حيث n أي عدد صحيح غير سالب، في واقع الأمر، يمكن للجدران، على أساس

هذا النمـوذج، أن تشعّ وتمتص فـقط في صـورة حـزم طاقـيــة $\hbar\omega$. ثابت التناسب $\hbar$هو مـا سنطلق عليه هنا ثابت بلانك. ولما كان بلانك قد اسـتخدم التـردد التكراري f بدلاً من التـردد الدائري $\hbar\omega$، فإنه كتب المعـادلة السـابقة على الصورة $\varepsilon = n\hbar f$، ولهذا فإن ثابت بلانك $\hbar$ الذي نسـتخدمه هنا يرتبط مع ثابت بلانك الذي اسـتخدمه بلانك بالمعادلة $\hbar=h/2\pi$ من الواضح بداهة أن بلانك لم يتنبـأ بقـيـمـة عـددية لهـذا الثـابت، ولكنه دخل عـالم الفـيـزياء باعتبـاره ثابتًا (بارامـترًا) جـديدًا من ثوابت الطبـيـعـة. وتكتب صـيـغـة الجـسم الأسود لبلانك بالرموز المستخدمة حاليًا على الصورة:

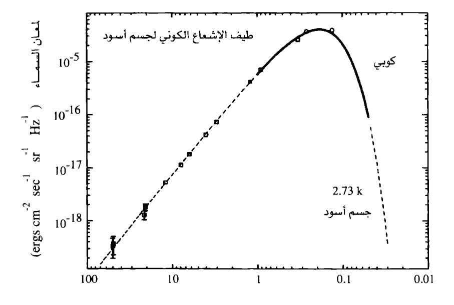
$$u = \frac{\hbar\,\omega^3}{\pi^2\,c^3}\;\frac{1}{\exp\,(h\omega/\,k_B\,T)\,-1} \qquad (3.3)$$

بمواءمة هذه المعادلة لتتفق مع البيانات المعملية المتاحة استطاع بلانك أن يحـدد كـلاً من الثـابت $\hbar$وثابت بولتـزمـان k_B. وبمعـرفـة الأخـيـر اسـتطاع من خلال بـراهين مقبـولة تمامًا أن يحـدد عدد الجـزيئات لكل مول، بالإضافـة إلى مقـدار الشـحنة الكهـربيـة التي يحـملها الإلكتـرون! كـانت النتـائج جيـدة جـدًا، والقيمة الحديثة لثابت بلانك هي:

$$\hbar = 1.055 \times 10^{-27}\ \text{erg - sec} = 6.58 \times 10^{-16}\ \text{e V-sec} \qquad (3.4)$$

ويعـرف الإرج بأنه وحـدة الطاقـة في النظام سم جم ث (cgs). السـعـر الغـذائي الـواحـد يسـاوي 40 بليـون إرج تقـريبـا ! وكـمـا ذكرنا سـابقًا، يعبـر الرمـز eV عن وحـدة الإلكتـرون فـولت، وهـي شـائعـة الاسـتعـمـال، لاحظ أن ثابت بلانك له أبعاد الطاقة × الزمن؛ وهي تكافئ كمية التحرك × الطول.

وكـمـا نعلـم الآن، إشـعـاع الجـسـم الأسـود المتبـقـي من الانفـجـار الـكبـيـر the Big Bang يملأ الكون بأسـره، وقد برد في حقـبـتنا التاريخيـة إلى درجة منخفضة تبلغ 2.7 درجة فوق الصفر المطلق.



شكل (3.1) : طيف الإشعاع الكوني المتخلف عن الانفجار الكبير، مرسومًا كدالة في الطول الموجي. المنحنى المتصل والنقاط المربعة من التجربة (مكتشف الخلفية الكونية كوبي COBE)؛ الخط المنقط هو المنحنى النظري للجسم الأسود عند درجة حرارة T = 2.73 K فوق الصفر المطلق. التوافق مذهل ومثير للدهشة.

يوضح الشكل (3.1) النتائج التجريبية والمنحنى النظري لإشعاع الجسم الأسود (خط منقط) المناظر لدرجة الحرارة الكونية الحالية. وكلما اقتربنا من لحظة الانفجار الكبير نجد أن درجة الحرارة في الواقع كانت عالية إلى حد كبير جدًا.

لقد حصل بلانك بوضوح على تطابق ملحوظ مع النتائج المعملية، لكن لم يكن واضحًا ما إذا كان قد شرع فعلاً في عمل جديد. وكانت الميكانيكا الإحصائية ما تزال غير مؤكدة الأساس. وكان أينشتين سباقا إلى التعرف على بوادر ثورة وشيكة الحدوث. واعتقد بلانك وآخرون أن الأعمال الجديدة

والعجيبة قد أظهرت شيئًا ما منفردًا وغريبًا بشأن تآثر الجسيمات المشحونة والإشعاع. وقال إن ظاهرة الحزم الطاقية هذه ذاتية وأصيلة بالنسبة للإشعاع ذاته؛ ففي الحقيقة، يمكن للتردد الإشعاعي ω أن يوجد فقط على هيئة حزم طاقته $\hbar\omega$. واقترح اختبارًا لذلك. إذ كان معلومًا لسنوات عدة أن جسيمات مشحونة يمكن أن تنبعث من سطح فلزي عندما تشعّ بضوء فوق بنفسجي. وتحقق ج.ج. طومسون J. J. Thomson من أن هذه الجسيمات عبارة عن إلكترونات. وكان معلومًا أيضًا أن تيار الإلكترونات المنبعثة يزداد بزيادة شدة الإشعاع. فلا شيء في ذلك يدعو إلى الدهشة. لكن بإمكان المرء أن يعتقد أيضًا في أن طاقة الإلكترونات ستزداد أيضًا مع شدة الإشعاع، إلا أن أينشتين قال بغير ذلك، مهما تكن شدة الإشعاع الساقط بأي تردد معلوم، فإن حزمة الضوء الساقط (الفوتون photon) عندما ترتطم بإلكترون تنقل طاقتها الكاملة تقريبا $=\hbar w$ إلى الإلكترون، ويفقد الإلكترون جزءا ما من طاقته في طريقه إلى السطح، ثم هروبه منه. لهذا توقع أينشتين ألا تعتمد طاقة الإلكترون العظمى على شدة الإشعاع الساقط، وتحكمها العلاقة $E_{max} = \hbar\omega - \Phi$. ترمز Φ هنا إلى دالة الشغل المميزة للفلز، وهي الطاقة اللازمة لهروب الإلكترون من سطح الفلز. هذه «المعادلة الكهروضوئية» لم تختبر صحتها إلا بعد ذلك بعدة سنوات، بدءا بتجارب «ريتشاردسون» O.W. Richardson في عام ١٩١٢، ثم تجارب «كومتون» K. T. Compton و«ميليكان» R. A. Millikan وآخرين.

في البداية قوبل مفهوم أينشتين لحزم الطاقة بحذر وارتياب شديدين، على الرغم من تزايد شهرته واحترامه بعد عام ١٩٠٥ بفضل أبحاثه عن النسبية والحركة البراونية. وعندما كان يتهيأ للعضوية في الأكاديمية البروسية، قال زملاؤه وأنصاره، بمن فيهم بلانك، فيما يتعلق بمفهوم حزم الطاقة، أن اعتذارا ما ينبغي أن يقدم لمثل هذا الزميل المتميز غزير

الإنتاج. علم أينشتين منذ البداية أن الحزم الموجودة لشعاع ضوئي موجِّه لا تحمل طاقة فقط، وإنما يكون لها أيضًا كمية تحرك **p** مقدارها $p = h\omega/c = 2\pi\ h/\ \lambda$. وهذه الحزم تشبه الجسيمات الحاملة للطاقة وكمية التحرك. ومثلها مثل الجسيمات في أنها تبدو غير عادية: فهي عديمة الكتلة، ومن ثم فإنها تنتقل دائمًا بسرعة الضوء مهما كانت طاقتها. وأطلق على هذه الحزم بعد ذلك اسم «فوتونات» Photons وجاءت الحجة المفحمة في بحث لكومبتون A. H. Compton عام ١٩٢٢ يتضمن تجارب على تشتت (استطارة) الأشعة السينية بالإلكترونات طبقًا لتفاعل الاستطارة على الصورة $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$ حيث يشير الحرف γ إلى الفوتون.

وقد اتفقت النتائج التجريبية من كل الوجوه مع وصف استطارة جسيم لاكتلي بواسطة إلكترون. إلا أن العقبة الكبيرة في كل هذا تمثلت في أن الضوء كان معروفًا بأنه ظاهرة موجية، فكيف يتسنى له أيضًا أن تكون له هذه الخواص الجسيمية؟ كان هذا هو لغز الازدواجية الكبير: ثنائية موجة - جسيم wave - particle duality، فقد حيّر كل الذين فكروا فيه، خاصةً أينشتين.

علم الأطياف القديم

كان معلومًا منذ القدم أن مصادر الضوء الشائعة، وهي الشمس واللهب (النار) والمواد المتوهجة، ينبعث منها خليط من ألوان الضوء، أو كما نقول اليوم: خليط من الترددات. ففي قوس قزح المعروف ينتشر الضوء ويتشتت بواسطة وسائل طبيعية، ويمكن للمرء أن يستخدم منشور نيوتن لفصل خليط الألوان كما يريد، بصرف النظر عن المصدر الضوئي. ويكون الحديث عن طيف spectrum الإشعاع المنبعث من مصدر ما هو حديث عن شدة هذا الإشعاع كدالة في التردد. لن نقصر أنفسنا الآن على إشعاع

الجسم الأسود، بل سنعتبر مصادر الإشعاع بصورة أعم. يعتمد الطيف المنبعث من أي مصدر على طبيعة المادة الباعثة وعلى حالتها الحرارية، وغير ذلك. عمومًا، المواد الباردة لا تشع على الإطلاق. وتزداد شدة الإشعاع بزيادة درجة الحرارة. إلا أن بعض المواد يمكن حثها على الإشعاع بوسائل أخرى، مثال ذلك: إثارتها بشرارة كهربائية، أو قذفها بشعاع من جسيمات سريعة، وهكذا.

يمتد المنحنى الطيفي مع التردد بصورة متصلة. لكن غالبًا ما توجد كذلك قمم واضحة للشدة متمركزة حول ترددات خاصة معينة. هذه القمم تسمى خطوط الطيف لأنها تظهر كذلك عند رسم المعطيات الطيفية وعرضها بيانيًا. يعود اكتشاف الخطوط الطيفية وبداية دراستها إلى أوائل القرن التاسع عشر وما يظهر بالفعل، حسب الظروف، هي خطوط داكنة متراكبة فوق خطوط متصلة وأخرى مضيئة. تمثل الخطوط المضيئة حالات انبعاث عند ترددات خاصة معينة، وتمثل الخطوط السوداء المعتمة حالات امتصاص للإشعاع الباحث عن مخرج من الطبقات الأسفل في المادة. وفي كلتا الحالتين، يختلف الطيف الخطي باختلاف نوع الذرة أو الجزيء. حقيقة الأمر أنه تم لأول مرة اكتشاف سلسلة خطوط طيفية جديدة في الطيف الشمسي لم يسبق معرفتها على الأرض، ونسبت بعد ذلك للهيليوم، واكتشفت فيما بعد هنا على الأرض.

كان الاهتمام المبكر بالدراسات الطيفية منصبًا بدرجة كبيرة على دورها في التعرف على التركيبات الكيميائية واكتشاف العناصر، لكن ظهر للبعض أيضًا أن الخطوط الطيفية يمكن أن تكون بمثابة رُسُل تُبعث من داخل الذرة، ويا حبذا لو أنبأتنا بما يحدث في هذا الداخل. كانت الرؤية السائدة في القرن التاسع عشر تقضي بأن خطوط الطيف تناظر ترددات أنماط مختلفة

من تذبذبات الشحنة الكهربية داخل الذرة. وطبقا للنظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية، تستطيع شحنات متذبذبة أن تنتج وتمتصّ إشعاعًا. وكان الاعتقاد المرتبط بذلك هو أن كل ذرة تشع جميع تردداتها المميزة في وقت واحد، وبدأ علماء الأطياف ينظرون إلى البيانات والنتائج بروح تجريبية صرفة ليروا ما إذا كان بالإمكان تحديد أي شواهد نظامية في الترددات الخطية؛ على سبيل المثال، إمكانية إثبات أن الترددات الخطية عبارة عن توافقيات بسيطة لتردد أساسى مميز لأنواع ذرية معينة. هذه الفكرة الأخيرة لم تكن معضَّدَة.

على أن الكشف الخطير الذي تأكدت أهميته هو ما قام به «چوهان بالمر» Johann Balmer (1825-98) الذي كان في الستين من عمره آنذاك، ويعمل مدرسًا في مدرسة بنات سويسرية، ولم يسبق له أبدًا أن نشر بحثًا واحدًا في الفيزياء، ويبدو أن اهتمامه الأساسى كان في فن العمارة والتشييد. وكما فعل آخرون قبله، اعتقد أن طيف ذرة الهيدروچين ربما يكون أفضل مكان للبحث عن أي نظاميات. واستمد البيانات من أبحاث أ. أنجستروم A. Angstrom الذي سبق له أن اكتشف أربعة خطوط طيفية في الجزء المرئي من طيف ذرة الهيدروچين وقام بقياس أطوالها الموجية λ بدقة مثيرة للإعجاب. استطاع بالمر أن يطابق بين هذه النتائج وبين الصيغة الرياضية المبسطة جدًا على الصورة:

$$\lambda = \text{constant} \times \frac{m^2}{m^2 - 2^2} \quad , \quad m = 3, 4, 5, 6$$

وبوجود ذلك الثابت الوحيد في المقدمة أثبتت المعادلة صحتها تمامًا لكل الخطوط الأربعة. وفي ورقة بحثية تالية، استطاع بالمر، بعد أن استوعب نتائج أحدث خاصة بخطوط أخرى، أن يحصل على تطابق ممتاز بالنسبة للخطوط المناظرة لقيم m حتى $m = 14$.

سرعان ما أفاد آخرون من قواعد اللعبة لتعميمها على الذرات عديدة الإلكترونات، محاولين وضع صياغات مختلفة، لكن النجاح كان محدودًا. وفي أوائل القرن العشرين انبثقت فكرة أثبتت جدواها كاملة، وهي أنه ينبغي البحث عن صيغ رياضية يتم التعبير فيها عن الترددات الخطية بفروق بسيطة بين الحدود الطيفية. كانت هذه الفكرة من اقتراح و. رتيز W. Ritz ، وأصبحت تعرف بمبدأ (قاعدة) التوفيق لريتز Ritz combination principle. لنعتبر فعلاً، بدلاً من التردد، نفس المتغير حتى ثابت المضاعفة، مقلوب الطول الموجي، ثم لاحظ أن صيغة بالمر الرياضية بالنسبة لذرة الهيدروجين تصبح:

$$\frac{1}{\lambda} = \text{constant x} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right), \qquad (3.5)$$

وهو في الحقيقة فرق بين حدود بسيطة جدًا.

ذرة رذرفورد

كان أرنست رذرفورد Ernest Rutherford، في أوائل العقد الأول من القرن العشرين، مستكنًا في مانشستر يدرس مرور جسيمات ألفا خلال رقائق فلزية. نعيد إلى الأذهان أن جسيم α هو نواة ذرة الهيليوم. وكان معروفًا أيام رذرفورد أن جسيمات α النشطة تنطلق في عمليات التحلل الإشعاعى لذرات معينة، وذلك أمر مهم في حد ذاته، لكنه يوفر أيضًا مصدر جسيمات نشطة تُقذف بها الذرات كوسيلة لسبر أغوارها (تركيبها). وكما كان متوقعًا من النماذج الذرية المعروفة آنئذ، وجد رذرفورد أن جسيمات α تتشتت نمطيا فقط خلال زوايا صغيرة جدًا عند مرورها خلال غشاء فلزي رقيق، وحث زميليه جايجر Geiger ومارسدن Marsden على أن يبحثا إمكانية وجود تشتتات كبيرة الزاوية تحدث مصادفة عند زوايا أكبر

من 90°، حتى وإن كانت نادرة الحدوث. وقد وجدت بالفعل مثل هذه الحالات! لم تكن كثيرة، ولكنها أكثر كثيرًا مما كان متوقعًا. غمرت رذرفورد الدهشة، وجلس يفكر ويقدّر، وانتهى إلى تصور ثوري جديد لتركيب الذرة. فقد كان من رابع المستحيلات، فيما يرى ويعلل، أن تكون الإلكترونات هي سبب حدوث حالات التشتت بزوايا كبيرة، فكتلة الإلكترون صغيرة جدًا لدرجةلا تمكنها من إحداث انحراف ملموس لجسيم α الأثقل كثيرًا. ولهذا فإن التشتتات كبيرة الزاوية لابد أن يكون سببها كتلة أكبر في داخل الذرة، لعلها ذلك الجسم الذي يحتوي على الشحنة الموجبة للذرة. واستطاع أن يفيد من كينماتيكا Kinematics مثل هذا التصادم [بين كتلتين] في تفسير حادثات التشتت بزاوية كبيرة استنادًا إلى أن كتلة الهدف يجب أن تكون أكبر من كتلة α. كذلك يجب أن يكون حجم الهدف صغيرا جدا بحيث يسمح لجسيم α عند الاقتراب منه أن ينحرف عن مساره بتأثير قوة كولومية نابذة ذات شدة كافية. والواقع أن نصف القطر لا يزيد كثيرًا عن حوالى 10^{-12} سنتيمتر حسب استنتاج رذرفورد بعد إجراء كل هذه الدراسات على غشاء رقيق من الذهب. وكان حجم الذرة ككل معروفا من اعتبارات أخرى على أنه يساوى بالتقريب 10^{-8} سنتيمتر. لهذا فإن الكتلة المركزية الموجبة - أي النواة - كانت على درجة من الصغر تجعلها بمثابة نقطة عند التعامل معها في تحليل ظاهرة التشتت. واستنتج رذرفورد صيغة رياضية للتوزيع المتوقع في زوايا التشتت باستخدام ديناميكا كلاسيكية صرفة. تعتمد الإجابة على النسبة بين شحنة الجسيم α وكتلته، التي كانت معروفة جيدًا، وعلى شحنة النواة Ze التي لم تكن معروفة جيدًا. وقد نجح التطابق بين النظرية وشكل المنحنى التجريبي نجاحًا تامًا. كان المستوى المطلق بعيدًا. وكما نعلم كان رذرفورد أبعد بمعامل 2 تقريبًا في قيمة Z للذهب؛ لكن لا بأس، فنموذجه كان فائزًا.

كان هناك قدر ملحوظ من الحظ في كل هذا. فالتشتت، مثل كل شيء آخر، تحكمه قوانين ميكانيكا الكم أكثر من قوانين نيوتن الكلاسيكية. وكلتا النظريتين تؤديان إلى توقعات مختلفة تمامًا بالنسبة لمعظم الظواهر على المستوى الذري. ولم يحدث أن اتفقتا بدرجة عالية من التقريب إلا بالنسبة للتشتت في مجال قوة كولومي. لقد أسفر التعليل الكلاسيكي لرذرفورد عن صيغة سليمة للتشتت وأدى إلى تصور سليم للتركيب الذري. ويمكن تخيل ذرة رذرفورد أشبه بمجموعة شمسية، حيث تتركز كل الشحنة الموجبة في النواة التي تشغل حيزا ضئيلا جدا وتحتوي على كتلة الذرة كلها تقريبًا. تتنقل الإلكترونات في مدارات حول النواة، ويعتمد نصف قطر النواة على الأنواع الذرية قيد الاعتبار، وإن كانت قيمته في الحقيقة كما نعلم في حدود 10^{-12} سم.

النموذج الكمّي لبور

برغم الإغراء المباشر لذرة رذرفورد، إلا أنها لاقت بعض العقبات الكبيرة جدًا، شأنها في الواقع شأن النماذج الذرية التي سبقتها. لنوضح هذه المشكلات في حالة ذرة الهيدروجين كمثال. تتكون نواة ذرة الهيدروجين من بروتون وحيد، وتتعادل شحنة النواة بإلكترون وحيد يدور حولها.

يوجد الإلكترون في حالة تسارع (عجلة) طالما هو يتحرك حول النواة، حيث إنه يكون متأثرا باستمرار بالقوة الكولومية للنواة. وطبقا لنظرية الكهرومغناطيسية الكلاسيكية، فإن الشحنة المتسارعة تبعث إشعاعًا. افترض لبرهة أن بإمكاننا تجاهل حقيقة أن الإلكترون ينبغي عليه أن يفقد طاقة بصورة مستمرة لهذا السبب. سوف نعود إلى ذلك مرة أخرى. عندئذ يمكن للمرء بسهولة أن يستنتج الديناميكا المدارية؛ فالمدارات تأخذ شكل القطع الناقص ellipse وتكون الدائرة حالة خاصة منه. والحركة حول قطع ناقص

هي بالطبع حركة دورية في الزمن. وطبقًا للكهروديناميكا الكلاسيكية، فإن شحنة ما في حالة حركة دورية سوف تشع بنفس تردد تلك الحركة المدارية. ويعتمد التردد على معاملات المدار. أما في حالة أي مجموعة ذرات عيانية (ماكروسكوبية) فإنه يُتوقع بالضرورة وجود مدى متصل لمعاملات المدار. ومن غير المفهوم كلاسيكيا أن تنتقي الإلكترونات مدارات معينة فقط دون غيرها. ولهذا يستعصي إدراك السبب في أن فئة محددة من الخطوط هي فقط التي تشاهد. على أية حال، لا يمكننا تجاهل حقيقة أن الإلكترون يفقد طاقة بصورة مستمرة، وذلك لأنه يشعّ فعلاً. وهذا يعني أنه يتحرك في مسار حلزوني إلى أن يصطدم في النهاية بالنواة، وعلى الطريق يكون لفه أسرع وأسرع، ومن ثم فإنه ينتج طيفًا مستمرًا (متصلاً). وإذا كان ذلك كذلك، فلماذا لا «تتهاوى» الذرات وتنهار؟ وما الذي يجعلها مستقرة؟ مرة ثانية، لماذا تشع بترددات معينة فقط؟

جاء الطالب الدانمركي الشاب «نيلزبور» Niels Bohr ليقيم في كمبردج ويعمل مع ج. ج. طومسون J. J. Thomson الذي كان له نموذجه الذري الخاص الذي يذكره المؤرخون. كان بور ناقدًا له، نعم بمنتهى الأدب واللطف، ولكنه ناقد. انتقل في عام ١٩١٢ إلى مانشستر ليعمل مع رذرفورد، وهناك ظهرت له فكرته العظيمة. بعض الآراء التي قال بها بور كان قد اقترحها آخرون في عصره، ولكنه وحده الذي اهتدى بفطرته النقية إلى الطريق السليم.

كان التصور العام في أواخر القرن التاسع عشر أن الذرة يجب أن يكون لها أنماط عديدة من الاهتزاز الكلاسيكي، وأن كل ذرة تشعّ آنيا بجميع تردداتها المميزة. لكن بحلول السنوات الأولى من القرن التالي اقترحت فكرة بديلة تقضي تحديدًا بأن ذرة ما لا تشع في أية لحظة معينة إلا أحد تردداتها المميزة، وأن الخطوط الطيفية ككل لعينة كبيرة من الذرات تتكون بسبب أن

الذرات المختلفة تشع خطوطا مختلفة في أية لحظة معينة. لقد عدّل بور هذا التصور، كما عدّل بثبات الرأي القائل بأن كمّ بلانك يجب أن يدخل بطريقة ما في القصة الذرية. ربما يبدو ذلك واضحًا من استعادة الماضي، لكنه لم يكن واضحًا في حينه. ومع ذلك اتخذت الفيزياء في معظمها الطابع الكلاسيكي وسعدت به، إلى جانب غزوات الكم المحدودة التي بدأها بلانك وأينشتين وقلّة آخرون. لكن بور اعتقد أن الطابع الكمي ينبغي أن يكون جوهريا لفهم استقرار الذرة. ويمكن وصف ما فعله بالنسبة لذرة أحادية الإلكترون في الخطوات التالية:

(1) بادئ ذي بدء، يحظر على الإلكترون تمامًا أن يشع؛ واحسب مدار الإلكترون على أسس كلاسيكية صرفة. ونظرًا لأن قوة كولوم النووية تخضع لقانون التربيع العكسي، فإن المشكلة الديناميكية تكون نفس مسألة حركة الكواكب حول الشمس التى نعرف عنها كل شيء. المدارات إهليلجية. لكننا، طبقا لبور، نعتبرها في حالتنا هذه دائرية لسهولة الحساب. وبالتعامل مع النواة كجسيم نقطي شحنته Ze (وهو ما يوافق الواقع على مقياس الذرة ككل)، تكون قوة التجاذب نصف القطرية المؤثرة على الإلكترون هي $F(r) = - Ze^2/ r2$ ، وطاقة الجهد المناظرة لهذه القوة التجاذبية هي $V(r) = - Ze^2/ r$ ، وعجلة جسيم يتحرك (إلى الداخل) بسرعة v في مدار دائري هي $a = v2/r$، وينتج من قوانين نيوتن أن:

$$mv^2 = Ze^2/r \qquad \text{(i)}$$

الطاقة (غير النسبوية)، أي مجموع طاقتي الحركة والجهد، هي:

$$E = mv^2/2 + V(r) = - Ze^2/2r \qquad \text{(ii)}$$

السرعة الزاوية هي:

$$\omega = v/r. \qquad \text{(iii)}$$

أخيرًا، دعنا نُدخل كمية التحرك الزاوي L، وهي كمية متجهة تعرف عمومًا بالعلاقة $\mathbf{L = mr \times v}$. في حالة مدار دائري يكون متجها الموضع والسرعة متعامدين على بعضهما، ومن ثم تشير $\mathbf{L}$ في الاتجاه العمودي على مستوى الحركة. ويكون مقدارها:

$$(iv) \qquad L = m r v$$

تربط المعادلات الأربعة الموضحة أعلاه بين المتغيرات الخمسة r، v، E، ω و L. إذا علمنا أيًا من هذه الكميات يمكننا معرفة الكميات الأخرى. لنعزل L ونعبر عن الكميات الأخرى بدلالتها. يمكن بسهولة التحقق من أن:

$$r = \frac{L^2}{Zme^2}\ ;\ v = \frac{Ze^2}{L}\ ;\ \omega = \frac{Z^2\,me^4}{L^3}\ ; \quad E = -\frac{Z^2\,me^4}{2L^2}$$

من وجهة النظر الكلاسيكية يمكن بالطبع أن تأخذ L قيما تتراوح بصورة مستمرة بين صفر وما لا نهاية.

(2) في هذه الخطوة سوف نجترئ على التاريخ بعض الشيء، مركزين على خط واحد فقط من خطوط التفسير الذي استعمله بور لتحفيز «الشرط الكمي» الثوري الذي أدخله. افترض بور، بعيدًا عن الأزرق قليلاً، أن L تستطيع أن تأخذ فقط مجموعة محددة من القيم:

$$L = n\hbar \qquad (3.6)$$

حيث تتراوح قيم n في مدى الأعداد الصحيحة الموجبة $n = 1, 2, 3, ... \infty$ ولتكن المدارات الدائرية الموسومة بالعدد الصحيح nمكماة بموجب هذا! وينتج الآن، بالنسبة للمدار ذي الرتبة n، أن تكون كميات نصف القطر، والسرعة، والسرعة الزاوية، والطاقة جميعها مكماة بالمثل، حيث:

$$r_n = \frac{n^2}{Z}\left(\frac{\hbar^2}{me^2}\right);\ v_n = \frac{Z}{n}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)c;$$
$$\omega_n = \frac{Z^2}{n^3}\left(\frac{me^4}{\hbar^3}\right);\ E_n = \frac{Z^2}{n^2}\left(\frac{me^4}{2\hbar^2}\right)c; \qquad (3.7)$$

الطـول الطبـيـعي في هـذه المسـألة هو نصف قطر بور Bohr radius، أي $aB = \frac{\hbar^2}{me^2}$، ويسـاوى 0.53 أنجستـروم، حيث أنجستروم واحد = 10^{-8}سم. والطاقة الطبيعية هي الريدبيرج Rydberg، ويشار إليها بالرمز Ry حيث $Ry = \frac{me^4}{2\hbar^2} = e2/ 2aB$. عدديا: 13.6 = 1Ry إلكترون فولت.

أخـيـرًا $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{37}$ هي مـا يسـمى ثابت البنيـة الدقـيـقـة fine structure constant ، والعـدد الصـحـيح n يسـمى غـالبًـا «العـدد الكمي الرئيسي» principal quantum number.

(3) بعد أن أهمل بور حقيقة أن الإلكترون يشع، وفرض شرطه الكمي لتحديد المدارات الدائرية المسموحة، أكّد الآن [في هذه الخطوة] على أن الإشعاع ينبعث عندما، وفقط عندما، «يقرر» الإلكترون أن يقفز إلى أسفل من مدار ذي طاقة E_n إلى مدار ذي طاقة أقل ´En . عندمـا يحـدث هذا فـإن إشعاعًا تردده $\omega\gamma$ ينبعث على شكل فوتونات حاملة لفرق الطاقة:

$$\hbar\,\omega_\gamma = En - En' \qquad (3.8)$$

من الواضح أن بور لم يخبرنا كيف ومتى يقرر الإلكترون أن يقفز في عملية انبعاث الإشعاع. كما أن هناك أيضًا ظاهرة امتصاص الإشعاع، إلى جانب ظاهرة الانبعاث، حيث تستطيع الذرة أن تمتص الفوتون الساقط ذا التردد السليم بالقفز إلى أعلى من مستوى طاقة أقل إلى مستوى طاقة أعلى، شريطة أن تكون طاقة الفوتون الساقط كافية تمامًا لإمداد فرق الطاقة بين مستويي الإلكترون.

حالات بور المسموحة للحركة (المدارات المتاحة) تسمى غالبًا «الحالات المستقرة»، لتأكيد أنها (طبقا لمرسوم بور) مستقرة إلى أن يقفز الإلكترون إلى حالة مستقرة أخرى. أما «الحالة الأرضية» (n=1) فإنها لا تستطيع أن تشع على الإطلاق، ولذا فإنها جميعًا مستقرة في مواجهة التحلل التلقائي. من

الطبيعي أن يتمكن إلكترون في تلك الحالة من القفز إلى أعلى إذا ارتطم به فوتون يحمل طاقة مناسبة. وكل الحالات المثارة ($n > 1$) تعتبر غير مستقرة تجاه التحلل التلقائي. وطبقًا لمبادئ الميكانيكا الإحصائية فإن الذرات الموجودة في عينة من مادة ما عند درجة حرارة منخفضة سوف تكون في الأغلب في الحالة الأرضية (الأساسية). لهذا فإن مثل هذه المنظومة سوف تظهر خطوط امتصاص مناسبة، بينما تكون خطوط الانبعاث ضعيفة. وعند درجات حرارة عالية بقدر كاف سوف توجد وفرة من الذرات في حالات مثارة متنوعة ينتج عنها خطوط انبعاث كلما تقرر الإلكترونات أن تقفز إلى مستويات طاقة أقل.

لاحظ أن تردد الفوتون المنبعث ω_γ في عملية القفز من n إلى n' لا يساوي تردد أي من الحركة المدارية الأصلية (الأم) أو الفرعية (الابنة). لكن اعتبر الحالة التي يتم القفز فيها بمقدار الوحدة، أي من n إلى $n' = n - 1$. عندئذ يكون تردد الفوتون هو:

$$\omega_\gamma = \frac{Z^2 me^4}{2\hbar^3} \left\{ \frac{1}{(n-1)^2} - \frac{1}{n^2} \right\} = \frac{Z^2 me^4}{2\hbar^3} \frac{2n-1}{n^2 (n-1)^2} \quad (3.9)$$

عندما تكون n عالية القيمة يقترب بسط المعامل الثاني من $2n$ والمقام من n^4 . بالرجوع إلى المعادلة الثالثة من المعادلات (3.7) ينتج إذن أن تردد الفوتون يساوي تقريبا التردد المداري، سواء كان المدار الأصلي أو الفرعي (فلا يهم أيهما لأن الترددين المداريين يكونان، نسبيا، متساويين عند القيم الكبيرة للعدد الكمي الرئيسي n). يعتبر هذا مثالاً لما أسماه بور «بمبدأ التناظر» correspondence principle، وهو المبدأ الذي استثمره بور وآخرون ليكون دليلاً لهم في أدغال الكوانتم (الكم). وبتبسيط شديد جدًا، يقضي هذا المبدأ بأنه في الحدود التي عندها تقترب المدارات المسموحة من طاقاتها المناظرة يكون السلوك الكمي موافقًا السلوك الكلاسيكي المتصل.

إن نظرية بور لذرة أحادية الإلكترون توافق النتائج العملية بصورة تدعو للإعجاب، وإن لم تكن على غاية ما يرام من التمام والكمال. وقد أمكن إجراء أحد التصحيحات بسهولة. لقد تعاملنا مع الإلكترون على أنه يدور حول نواة مثبتة. والحقيقة أن كلا من النواة والإلكترون يتحركان حول مركز ثقل مشترك. يؤخذ هذا في الاعتبار ببساطة باستبدال كتلة الإلكترون m في جميع المعادلات السابقة «بالكتلة المختزلة» rduced mass m/ (1 + m / M)، حيث M كتلة النواة و m كتلة الإلكترون. التصحيح صغير جدًا (النسبة m/M في حالة الهيدروجين تساوي تقريبا جزءا واحدا فقط فى ألفي جزء)، لكن النتائج الطيفية تعتبر عالية الدقة لدرجة تكفي لأن تكون حساسة لهذا التصحيح الضئيل.

اشتعل الحماس لنظرية الكوانتم (الكم) بصورة ملحوظة بعد الإنجاز الذي حققه بور، حيث سعى معاصروه إلى توسيع نطاق البحث قُدما. كيف كان بالإمكان تعميم الشرط الكمي لبور ليتعامل مع المدارات غير الدائرية لذرة أحادية الإلكترون، ومع تأثيرات المجالات المغناطيسية والكهربية الخارجية، ومع التصحيحات النسبوية، ومع الديناميكا بالغة التعقيد لذرات عديدة الإلكترونات، وهكذا؟ لقد فرضت تعميمات الشرط الكمي لبور نفسها مبكرًا على عدد من الأشخاص، كما فتحت الطريق نحو تقدم ملموس فيما يتعلق بذرة أحادية الإلكترون. على سبيل المثال، تمكن أرنولد سومرفيلد Arnold Sommerfeld من معالجة حالة المدارات الإهليلجية في الذرة أحادية الإلكترون، حيث جعل التعميم يمتد إلى عددين كميين n_1 و n_2، ثم أوضح أن نصفي المحورين الأكبر والأصغر a و b محدودان في حجميهما النسبيين بالعلاقة $b/a = n_1\ (n_1 + n_2)$. من ناحية ثانية، أعطيت مستويات الطاقة باستخدام معادلات بور للمدارات الدائرية، مع اعتبار $n = n_1 + n_2$. وتتضمن هذه المعالجة انحلالاً degeneracy لمستويات الطاقة، بمعنى أنه

بالنسبة لقيمة معينة للعدد الكمي الرئيسي n (ومن ثم للطاقة) يوجد العديد من المدارات الإهليلجية المختلفة بقدر ما توجد طرق لتجزيء العدد الصحيح n إلى عددين صحيحين n_1 و n_2. سوف نقابل مثل هذا الانحلال مرة ثانية عندما نعود إلى ذرة الهيدروجين في السياق الكمي «الحديث».

لم يكن التقدم في معالجة الذرات عديدة الإلكترونات متصلا، ولكن مفهوم مستويات الطاقة المحددة للذرات والجزيئات أصبح ثابت الأساس مهما كانت درجة تعقيده. فقد حظي بتعزيز مدهش عن طريق تجارب مشتملة على قذف الذرات بواسطة أشعة إلكترونية. وعند الطاقات المنخفضة يكون تشتت الإلكترونات من النوع المرن فقط؛ أي أن الإلكترون تكون له نفس الطاقة الابتدائية والطاقة النهائية. أما عند الطاقات التي تزيد عن مَبْدَى threshold معين يميز الذرة الهدف، فإن الإلكترونات تتحرك بطاقة مختزلة، ويعوض فقد الطاقة عن طريق الطاقة المكتسبة عندما تغير الذرة حالتها الداخلية. يمكن تفسير هذا على أنه مناظر لمسائل التصادم التي ينقل فيها الإلكترون الساقط طاقة إلى نظام ذري فيثيره إلى مستوى كمي أعلى. وقد تأكد هذا التفسير بملاحظة انبعاث فوتون بالتردد الصحيح عندما قفز النظام الذري عائدًا إلى مستواه الابتدائي.

موجات دي برولي المادية

كانت الخطوة الحاسمة التالية على الطريق نحو نظرية كم «جديدة» هي تلك التي اتخذها (الأمير) لويس دي برولي Louis de Broglie أثناء إعداد رسالته [للدكتوراه] في عام ١٩٢٣؛ فقد رجح أن تكون للمادة ذات الثقل، مثل الإلكترون، خصائص موجية على غرار ما حدث تمامًا من اكتشاف خصائص جسيمية للموجات الكهرومغناطيسية. وبقدر من الحظ، أسهمت التعليلات

التـاليـة بعض الشيء في تعـزيز حـدسـه. فطبـقًـا لأينشـتين، يكون للفـوتونات المكونة لإشعـاع طوله الموجي λ كـمـيـة تحـرك $p = 2\pi\hbar / \lambda$. والآن اعـتـبـر إلكترونًا متحركًا في أحد مدارات بور الدائرية، ويكون مقدار كمية تحركه p من الناحيـة الكلاسيكيـة هو ثابت الحركة للمدار الدائري. فإذا كـان هناك تصور ما لموجة مصاحبة للإلكترون، هكذا قال دي برولي، فإنه يبدو من المعقول أن نفترض أن نفس العلاقة بين كمية التحرك والطول الموجي تظل صحيحة لكل من الإلكترون والفوتون. وإذا كان ذلك كذلك، فيبدو بنفس القدر من المعقولية أن المطلوب هو ملاءمة المدار الدائري لذلك الطول الموجي؛ وتحديدًا، أن يكون المحيط مضاعفات صحيحة n للطول الموجي. أدى هذا إلى العلاقة $2\pi r = n\lambda = 2\pi\hbar / p$؛ ومن ثم إلى العلاقة $pr = n\hbar$. لكن pr في حالة الحركة الدائرية تكون هي كمية التحرك الزاوي المداري L. بهذه السلسلة من الافتراضات استنتج الشرط الكمي لبور $L = nh$. وترك هذا العمل انطباعًا مؤثرًا لدى أينشتين الذي أوصى بالموافقة على رسالة الدكتوراه التي أعدها دي برولي.



4

أساسيات

تضمن الفصل الأول عرضا لميلاد نظرية الكم الحديثة، وكانت سرعة العرض ملهثة، ليس فقط بالنسبة للفصل الأول ذاته، ولكن أيضا بالنسبة للأحداث الواردة هناك. وبحلول عام ١٩٢٨ كانت أساسات ميكانيكا الكم وقواعد بنائها قد استقرت تماما. والحقيقة أنه في عام ١٩٢٦، وبعد نشر أول ورقة بحثية لشرودنجر بفترة قصيرة، وضع ماكس بورن بدايات التفسير الفيزيائي الذى واصل تطوره قُدمًا، وجاءت أفكاره عَرضًا في بحث كرّسه أساسًا لموضوعات أخرى، لكن ما اقترحه كان بمثابة ثورة في نظرتنا للعالم.

على الرغم من أن الميكانيكا الكلاسيكية والميكانيكا الكمية تتحدثان عن نفس أنواع الكميات الملاحظة، إلا أن النظرتين مختلفتان كثيرًا فيما يتعلق بما يمكننا معرفته وما لا يمكن معرفته.
المؤلف

بادئ ذي بدء، دعنا نتذكر ونستعرض بإسهاب بعض الملاحظات التي وردت في الفصل الأول حول الديناميكا الكلاسيكية. فالمرء يتعامل كلاسيكيا مع نوعية من الكيانات

الديناميكية: جسيمات ومجالات. أما الجسيم فيوجد كل لحظة في مكان ما معين، وأما المجال فيوجد في كل مكان فى الفضاء، والصفة الديناميكية لكليهما هي أنهما يتطوران مع الزمن، فالوقائع تحدث في زمن. اعتبر أولا منظومة جسيمات نقطية لا نسبوية معرّضة فرضًا لجسيم بيني وقوى خارجية. الحالة الديناميكية لهذه المنظومة في أي لحظة - وتحديدًا كل ما يمكن معرفته عنها في تلك اللحظة - تتحدد تماما بواسطة متجهي الموضع وكمية التحرك لجميع الجسيمات. وبالنسبة لكميات أخرى، مثل كمية التحرك الزاوي للجسيمات المفردة أو للمنظومة ككل، وطاقة المنظومة، وهكذا، فإنها تعرّف بدلالة متغيّري الموضع وكمية التحرك. وبهذا تتحدد الحالة الآنية بواسطة ثلاث مركّبات كارتيزية لكل متجه موضع وثلاث مركبات لكل متجه كمية تحرك، فيكون المجموع 6 N متغيّرًا، أو 6 N درجات طلاقة (حرية) degrees of freedom كما يطلق عليها. أما التغير الزمني فمحكوم بقانون نيوتن الذي يقضي بأنه إذا كانت الحالة معلومة في أية لحظة فإنه يمكن تحديدها بطريقة وحيدة في جميع اللحظات الزمنية الأخرى.

تعرف منظومة المجالات كلاسيكيا بأنها فئة تضم دالة متغيرة في الزمن أو أكثر تكون متصلة عبر المكان. ومن أمثلة هذه الفئة متجها المجال الكهربي والمغناطيسي، والهدف الديناميكي هنا هو تحديد المجالين كدالة في الزمن لكل موقع **r** . هذا هو النظير لإيجاد متجهات الموضع كدالة في الزمن لكل جسيم في منظومة الجسيمات. ونظرًا لوجود لا نهائية متصلة للمواضع في المكان (الفضاء) بالنسبة لحالة المجال، فإن هناك لا نهائية متصلة مناظرة لدرجات الطلاقة، ويحكم ديناميكيات المجال معادلات تفاضلية جزئية، مثل معادلات ماكسويل في حالة الكهرومغناطيسية. وبالنسبة للمجال الكهرومغناطيسي وأنواع أخرى من المنظومات المجالية التي يمكن أن يقابلها المرء كثيرًا، فإن حالة المنظومة تتحدد تماما في أي لحظة بواسطة المجالات

والمشتقات الزمنية الأولى لها، وكلتاهما دوال في متغير الموضع. هناك كميات أخرى مهمة، مثل الطاقة الكلية لمحتوى المجال، تتحدد بواسطة المجالات ومشتقاتها. وإذا عرفت الحالة في لحظة ما فإن المعادلات التفاضلية الحاكمة تحددها بطريقة وحيدة في جميع اللحظات الزمنية الأخرى.

ننتقل الآن، بعد أن أفضنا في الحديث عن الموقف الكلاسيكي، إلى ميكانيكا الكم التي أدخلت تغيرات مفاهيمية هائلة. وسوف نركز في هذا الفصل والفصول القليلة التالية على أفكار نظرية الكم في سياق منظومات جسيمات لا نسبوية، حيث سنواصل الحديث، على غرار ما تحدثنا عنه كلاسيكيا، عن الكميات الفيزيائية السائدة مثل الموضع، وكمية التحرك، وكمية التحرك الزاوي، والطاقة، وغيرها. وتعتبر هذه الكميات أمثلة لمتغيرات variables، سواء فى السياق الكلاسيكي أو الكمي. ونذكّر بأن الكمية القابلة للملاحظة an observable هي كمية فيزيائية ممكنة القياس أو الرصد من حيث المبدأ. وعلى الرغم من أن الميكانيكا الكلاسيكية والميكانيكا الكمية تتحدثان عن نفس أنواع الكميات الملاحظة، إلا أن النظرتين مختلفتان كثيرًا فيما يتعلق بما يمكننا معرفته وما لا يمكن معرفته. ولنبدأ بتكرار وشرح قضيتين مؤكدتين على نحو حاسم في الفصل التمهيدي (المقدمة):

(1) من وجهة نظر ميكانيكا الكم، تتحدد حالة منظومة مكونة من N جسيمًا نقطيًا تحديدًا تاما في أية لحظة بدالة موجيّة Ψ تعتمد على الزمن t وعلى عدد N من متجهات الموضع $r_N , \ldots\ldots , r_1$. فالدالة الموجية تنبئنا بكل ما نستطيع معرفته عن المنظومة. لاحظ أن هذه ليست الحالة التي يكون فيها لكل جسيم دالته الموجية الخاصة به، بل إن هناك دالة موجية وحيدة للمنظومة ككل. وهي تعتمد على الزمن ومتغيرات عديدة للموضع المتجهي بعدد الجسيمات الموجودة في المنظومة.

(2) تتطور الدالة الموجية مع الزمن حتميا، حيث إنها محكومة بمعادلة سوف نصفها باختصار كما يلي: إذا كانت الدالة الموجية معروفة كدالة في متغيرات الموضع عند أيــة لحظة، فإنها تكون محددة بطريقــة وحيدة بالنسبة للحظات الزمنية الأخرى، ومن الآن فصاعدًا سوف نستخدم المصطلحين «حالة» state و «دالة موجية» wave function بالتبادل .

أما ماذا تعني دالة الموجة Ψ لمجموعة ما؟ وما هو الشيء الذي يتموج؟ وماذا تقول لنا Ψ بشأن الحاصل المتوقع للقياسات الفيزيائية؟، فالإجابة عن هذه الأسئلة قصة طويلة نجدها في كتب عديدة عن ميكانيكا الكم، وهذا ما سوف نتحدث عنه بتواضع شديد كلما تقدمنا في هذا الكتاب.

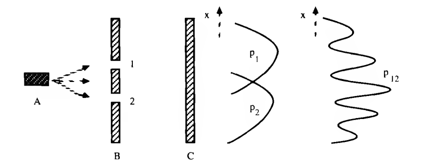
تجربة الشق المزدوج

دعنا نعد أولاً إلى بدايات مفهوم الدالة الموجية. كان دي برولي هو الذي اقترح أن ثنائية جسيم - موجة التي تقابلنا في حالة الإشعاع الكهرومغناطيسي تنسحب على المادة ذات الثقل. وكانت الطبيعة الموجية للمادة قد تم توضيحها عمليا بعد عدة سنوات في أعقاب ميلاد ميكانيكا الكم الجديدة، وقام بإجراء التجربة الحاسمة كل من «دافيسون C. J. Davison» و«جيرمر L. H. Germer» في الولايات المتحدة و«طومسون G. P. Thomson» في انجلترا. وسوف نناقش هنا تجربة مكافئة من الناحية الأساسية ولكنها توضح النقاط الجوهرية على نحو مثالي، ألا وهي تجربة الشق المزدوج two-slit experiment المشهورة تعليميا [*]. يوضح شكل

(*) نشر العالم الانجليزي توماس يونج Thomas Young (١٧٧٣ - ١٨٢٩) نتائج تجاربه عامي ١٨٠٣ و١٨٠٧ والتي أوضح فيها تداخل الموجات الضوئية . فقد سمح لحزمة دقيقة من ضوء الشمس أن تمر خلال ثقب في مَغْلق نافذة ثم تسقط على شقين ضيقين ومتوازيين تم عملهما في قطعة من الورق المقوى وقد شاهد نمطًا للتداخل interference pattern مكونا من مناطق مضيئة ومظلمة بالتبادل تسمى الهدبات (أو الأهداب) fringes على حائل موضوع خلف الشقين. وقد أتاحت له مشاهداته لهذه الأهداب، وكذا تفسيره بأن الضوء ظاهرة موجية، أن يحسب لأول مرة الطول الموجي للضوء [المترجم].

(4.1) ترتيب التجربة، حيث يوضع مصدر جسيمات مادية، ولتكن إلكترونات، عند A. ويتم الكشف عن الإلكترونات بواسطة سلسلة من عدادات جيجر موزعة على السطح C ، وفي الوسط عند B يوجد حائل به شقان (فتحتان مستطيلتان ومتوازيتان ومتجاورتان) متماثلان بغرض التبسيط.

اعتبر أول حالة إغلاق الفتحة 2 بينما يكون الشق 1 مفتوحا إذا كان فيض الإلكترونات المنبعثة من المصدر A صغيرا فإنك سوف تكتشف استجابات فردية في عدادات جيجر (طقطقات فردية) ، تماما كما هو متوقع من التصور الجسيمي. بعد تسجيل حادثات عديدة يمكنك رسم بيان التوزيع العددي كدالة في الموضع x على سطح المكشاف c. ليس هناك ما يدعو إلى الدهشة، حتى في الإطار الكلاسيكي، عندما يلاحظ انتشار التوزيع نوعا ما فيما بعد المسقط الهندسي البسيط للشق على C. ربما تستشعر الإلكترونات المارة بالقرب من حافتي الشق قدرًا من تأثير القوى الكهروستاتيكية الناشئة من الحائل؛ وربما تحدث هذه القوى انحناءات في ما يتوقع من ناحية أخرى أن يكون مسارات خطية مستقيمة.



شكل (4.1) : تجربة الشق المزدوج . المنحنيان P_1 و P_2 هما توزيعا معدل العد على الحائل C للحالتين عندما يكون الشق 1 فقط أو الشق 2 فقط مفتوحاً. المنحنى P_{12} يمثل التوزيع عندما يكون كلا الشقين مفتوحين .

ليكن $P_1(x)$ هو معدل العدّ كدالة في x ، حيث يدل الرقم السفلي على أن الشق 1 فقط هو المفتوح. والآن اغلق الشق 1 وافتح الشق 2 وكرر التجربة للحصول على منحنى التوزيع الاحتمالي $P_2(x)$. منحنيا التوزيعين موضحان في شكل (4.1) ، وهما يعتمدان كلاسيكيا على تفاصيل يمكن للمرء اعتبارها من حيث المبدأ، مثل سرعة الإلكترونات وانتشارها الزاوي بمجرد خروجها من المصدر عند A، وتلك القوى العاملة بالقرب من حافتي الشق، وهكذا.

إلى هنا كل شيء على ما يرام، والآن كرر التجربة مع فتح كلا الشقين. من المنظور الكلاسيكي، ينبغي أن يكون التوزيع $P_{12}(x)$ هو حاصل الجمع: $P_{12}(x) = P_1(x) + P_2(x)$. فضلاً عن ذلك، يمكن للمرء أن يعتقد بكل تأكيد أن أي إلكترون لابد أن يمر من خلال أحد الشقين. إلا أن التوزيع $P_{12}(x)$ الموضح تصوريا في شكل (4.1) لم يكن في حقيقة الأمر حاصل الجمع المتوقع. كما أن شكله المتلوّي يشبه التصور المألوف عن الظواهر الموجية، حيث إنه مماثل للنموذج المتوقع ظهوره إذا ما وضع عند A مصباح ضوئي يبعث إشعاعًا كهرومغناطيسيا كلاسيكيا. نحن لا نسأل في تلك الحالة عما إذا كان الضوء يمر خلال الشق 1 أو الشق 2 ؛ فالضوء يمر خلالهما معا، وتوجد موجات كهرومغناطيسية في كل مكان؛ ويمكن لقطاري الموجات الخارجين من الشق 1 والشق 2 أن يتداخلا لإنتاج نمط كهرومغناطيسي مكافئ للتوزيع $P_{12}(x)$. يستجيب مكشاف ضوئي، مثل لوح فوتوغرافي على المستوى C ، لمربع المجال الكهربي E . إذا كان E_1 و E_2 يرمزان لمجالين مصاحبين للموجات القادمة من الشقين 1 و 2 على التوالي، فإن P_1 تكون متناسبة مع E_1^2 و P_2 مع E_2^2 و P_{12} مع $(E_1 + E_2)^2$. لاحظ عندئذ أن P_{12} تساوي P_1 زائد P_2 زائد حد تداخل تذبذبي متناسب مع حاصل ضرب E_1 في E_2 .

كل هذا حسن جدا بالنسبة للضوء الذي يعرف عنه الكلاسيكيون أنه ظاهرة موجية. لكن المؤكد أن الإلكترون جسيم، وخلافا للموجة المنتشرة، يجب على الالكترون الذي وصل إلى المستوى الموجود عند C أن يكون قد مرّ خلال شق واحد فقط. وللتحقق من هذا، دعنا نحاول اصطياد كل إلكترون أثناء مروره عبر أي من الشقين، وذلك بتوجيه ضوء مركز على الشقين وتحديد أي الفتحتين يمر فيها الإلكترون من الإشارة التي يعكسها. عندما يكون الشقان مفتوحين فإن التجربة يمكن أن تنجح، بمعنى أن الضوء المنعكس يدلنا بوضوح على الشق الذي مرّ خلاله كل إلكترون. إذا حدث هذا. فسوف يجد المرء أن الإلكترونات التي مرت خلال الشق 1 سيكون لها التوزيع السابق P_1 ، وتلك التي مرت خلال الشق 2 سيكون لها التوزيع السابق P_2 ، والتوزيع الاجمالي الذي لا يعتمد على الشق يكون بالضرورة - حسب التعريف - حاصل جمع $P_1 + P_2$. لا يوجد هنا حدّ تداخل! إن فعل النظر قد غير إلى حد ما العائد من التجربة . لكن بالإمكان اعتبار أن النظر يشمل تأثر الإلكترون والموجات الضوئية مسببا حدوث بعض الاضطراب في المدار. لهذا دعنا نختزل شدة الضوء لجعل هذا الأثر أقل ما يمكن؛ إلا أن الإلكترون عندئذ، في بعض الأحيان، لا «يرُى» على الإطلاق. وبالنسبة لهذه الفئة الفرعية من الحادثات - إلكترونات لا يمكن رؤيتها - فإن التوزيع P_{12} يعود إلى شكله المنحني التذبذبي عندما لا تحاول النظر. باختصار، إذا نظرت لترى أين يوجد الإلكترون، وإذا نجحت في ذلك، فإن الإلكترون يكون في الحقيقة عند أي من الشقين عندما يمر خلال الحائل. لكن إذا لم تنظر (أو لم تنجح في رؤية الإلكترون) فإنه يتصرف كما لو كان قد تسرّب بطريقة ارتشاحية أو نحوها عبر كلا الشقين، متشبها بسلوك الموجة.

لقد كشفت تجربة الشق المزدوج عن جوهر التجارب الحقيقية العديدة التي أجريت على مدى سنوات، وأوضحت أن الإلكترونات والجسيمات ذات الثقل تتقاسم مع الكهرومغناطيسية الكلاسيكية خاصيتها الموجية. وبالنسبة

للجسيمات المادّية فيعبر عن كيانها الموجي بالدالة الموجية Ψ . لكن الإشعاع الكهرومغناطيسي، من ناحية أخرى، يتقاسم مع الجسيمات الكلاسيكية خاصيتها الجسيمية، وذلك في صورة حزم الطاقة الإشعاعية المنسوبة لأينشتين. واتصالاً بذلك، فإن الكواشف الضوئية سوف تسجل «طقطقات» كاملة منفردة، وليس استجابات جزئية، عند استخدام إضاءة منخفضة الشدة من المصدر الضوئي عند A. وهذا ما هومتوقع تماما بالنسبة للجسيمات: ثنائية جسيم – موجة .

المعادلة الموجية لشرودنجر

كما ذكرنا من قبل. سوف نتابع رؤية شرودنجر فيما يتعلق بميكانيكا الكم، معترفين بأنها إحدى صور التمثيل العديدة المتكافئة فيزيائيا لاستخلاص المبادئ الأساسية. فضلا عن ذلك، دعنا نركز الآن على حالة جسيم لا نسبوي وحيد متحرك في مجال قوة ما. لقد تبنى شرودنجر فكرة دي برولي التي تقضي باحتمال وجود نوع ما من المجال الموجي المصاحب للجسيم.

في البداية، كان لا يزال بالإمكان افتراض (تماما كما في المنظور الكلاسيكى) أن للجسيم موضعا وكمية تحرك محددين في أية لحظة. لكن الفكرة الجديدة تقضي بأن حركته تكون إلى حد ما موجهة بواسطة مجال موجي منتشر في المكان (الفضاء) [حالة قارب ينساق بموجات البحر تزودنا بصورة ممكنة – فالقارب موجود في مكان معين عند أية لحظة، لكن الاضطراب الموجي الذي يوجه انسياقه هو الذي ينتشر]. جدّ شرودنجر في طلب علاقات موجية بين ديناميكا الجسيم الكلاسيكية والبصريات الهندسية، وأوصله هذا إلى معادلة ظنية لدالة، نسميها $u\ (x, y, z)$، مقترنة بكيفية ما بجسيم وحيد كتلته m وطاقته المحددة E ومتحرك في جهد $V\ (x, y, z)$، على الصورة :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left\{\frac{\partial 2u}{\partial x2}+\frac{\partial 2u}{\partial y2}+\frac{\partial 2u}{\partial z2}\right\}+Vu=Eu \qquad (4.1)$$

لمساعدة الذاكرة ، يمكن ربط هذه المعادلة بمعادلة الطاقة الكلاسيكية K + V = E ، حيث K هي الطاقة الحركية و V طاقة الجهد و E الطاقة الكلية. في المعادلة (4.1)، يمكن اعتبار الحدود التي تتضمن المشتقات (التفاضلات) الثانية على أنها بصورة ما مناظرة لطاقة الحركة. الدالة u ليست بعد هي الدالة الموجية للجسيم؛ وليست هي بالضرورة. سوف نرى العلاقات فيما بعد، ولكن دعنا الآن نرَ فقط ماذا فعل شرودنجر بالمعادلة (4.1).

من الناحية الرياضياتية، بالنسبة لأي دالة جهد معلومة V يكون لهذه المعادلة حلول، بصرف النظر عن قيمة البارامتر E. إلا أن الدالة u، حتى برغم هذا ، لم تزوَّد بعد بتعليل فيزيائي سليم، فقد افترض شرودنجر أن الطبيعة لا تقبل إلا تلك الحلول u ذات السلوك الحسن well-behaved. ويقصد «بالسلوك الحسن» أن تكون u مقيدة (محددة) لجميع قيم x , y , z، ومقيدة كلما آلت أي من هذه المتغيرات إلى ما لا نهاية؛ وأن تكون أيضا وحيدة القيمة، بمعنى أن يكون لها تعريف وحيد عند كل نقطة في الفضاء. بمثل هذا النوع من السلوك الحسن المطلوب، كانت النتيجة في حالة جهد ذرة الهيدروجين $V = -Ze^2/r$ أنه في نطاق $E < 0$ تكون هناك طاقات معينة مسموحة، وهي نفس الطاقات التي حصلنا عليها في نظرية الكم القديمة لبور والتي تتفق جيدًا مع التجربة! أما في النطاق $E > 0$ فإن جميع الطاقات مسموحة، ويكون طيف الطاقة متصلا.

سوف نعود إلى المعادلة (4.1) وما تتطلبه من سلوك حسن كمعادلة ذات قيمة ذاتية (مميزة) للطاقة energy eigenvalue equation ، حيث يطلق على الحلول حسنة السلوك u الدوال الذاتية (المميزة) للطاقة energy eigenfunctions ، وتكون الطاقات المناظرة هي القيم الذاتية (المميزة)

للطاقة energy eigenvalues. هنا تنشأ على الفور عدة ملاحظات متتابعة. فالمعادلة تشير إلى جسيم ذي طاقة محددة E، وليست هناك حاجة لتبرير ذلك كلاسيكيا. أمر بديهي أن يكون للجسيم طاقة محددة! وتلك الطاقة، من الناحية الكلاسيكية، موزعة بين طاقة حركة وطاقة جهد بنسب مختلفة تبعا لحركة الجسيم، وإن كان حاصل جمعهما ثابتا مع الزمن. أما بلغة ميكانيكا الكم فإن الجسيم لا يحتاج إلى أن تكون له طاقة محددة، بالرغم من أن المعادلة (4.1) تشير إلى حالة خاصة يحدث فيها أن يكون للجسيم طاقة محددة. والملاحظة الأخرى التي نشير إليها هي أن الزمن لا يدخل في المعادلة (4.1)، مع أن الأشياء تتغير بطبيعتها مع الزمن في الميكانيكا الكمومية والكلاسيكية على السواء. وتؤدي الدالة المميزة u دورًا مساعدًا مهمًا في نظرية الكم، ولكنها عمومًا ليست الدالة الموجية الفعلية للجسيم قيد الاعتبار. إن تلك الدالة الموجية Ψ (x, y, z, t) تعتمد على الزمن بالإضافة إلى اعتمادها على المكان (الفضاء).

هذه هي المعادلة التى توصل إليها شرودنجر لتصف الدالة الموجية الفعلية Ψ لجسيم متحرك في جهد V:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left\{\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right\}+V\Psi=i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}\qquad(4.2)$$

سوف نطلق على هذه المعادلة اسم معادلة شرودنجر Schroedinger equation، وليس هناك معنى لأن يقال أن شرودنجر استنتجها، أو استنتج المعادلة (4.1) ، من أي شيء سبق الاتفاق عليه. صحيح أن جوهر المعادلة الموجية كان قد استحدثه دي برولي بنظريته عن الموجة المصاحبة للجسيمات . كما استرشد شرودنجر بمتطلب (شرط) أساسي يقضي بأن إدراكه لأي شيء يجب أن يعكس بنية الميكانيكا الكلاسيكية ولو بقدر

محدود. ومع ذلك فإن الميكانيكا الكلاسيكية ذات كفاءة ممتازة بالنسبة لعالمنا العادي، ولهذا فإنه، في بحثه عن معادلات ميكانيكية كمومية سليمة، يستطيع أن يتطلع إلى فهم جوهري بمتابعة التلميحات الرياضياتية التي تقترحها النظرية الكلاسيكية. لكن هذا كله قد قيل، والقفزة التي حدثت في التخيل العلمي كانت مذهلة، بالأحرى لأن معادلة شرودنجر تم تسجيلها ونشرها قبل أن يكتسب موضوعها، الدالة الموجية، أي شيء من الإيضاح لتفسيرها المبهم. على أن القفزة الكبرى بحق لم تكن في مجرد استبدال قانون نيوتن بمعادلة شرودنجر (أو مكافئ هيزنبرج)، وإنما كانت قفزة إلى مفهوم جديد للواقع الفيزيائي الكامن في الوصف التفسيري التالي.

لنعد الآن إلى المعادلة (4.2) لإبداء عدد من الملاحظات بشأنها:

(1) يظهر في المعادلة العدد التخيلي i، وهو الجذر التربيعي للعدد -1، وهذا يعني أننا لابد أن نكون مستعدين للتعامل مع دوال موجية مركبة. وهنا نذكّر بأن أي كمية مركبة g، سواء كانت دالة أو عددا ثابتا، يمكن فكّها إلى حاصل جمع جزأين: أحدهما حقيقي والآخر تخيلي، $g = g_r + g_i$، حيث g_r و g_i حقيقيان، وبالتالي تكون ig_i كمية تخيلية صرفة. نذكّر أيضًا بأن الكمية المركبة المرافقة complex conjugate للكمية المركبة g، ويرمز لها هكذا g^*، هي $g^* = g_r - i\, g_i$. ويكون المربع المطلق absolute square للكمية g هو $g^*g = {g_r}^2 + {g_i}^2$.

(2) المعادلة (4.2) خطية، بالمعنى التالي: إذا كان Ψ حلاً solution، فإن $A\Psi$ يكون حلاً كذلك، حيث A ثابت مركب اختياري. وبصورة أعم، إذا كان $\Psi1$ و $\Psi2$ حلّين للمعادلة، فإن التجميع $\Psi = A1\ \Psi1 + A2\ \Psi2$ يكون أيضًا حلا للمعادلة، حيث $A1$ و $A2$ ثابتان مركّبان اختياريان.

(3) بما أن المعادلة Ψ تشتمل فقط على مشتقة من الدرجة الأولى بالنسبة للزمن، فإن Ψ إذا كانت معلومة كدالة في المتغيرات الفراغية z , y , x عند أي لحظة معينة ، فإنها تكون محددة بطريقة وحيدة لجميع اللحظات الزمنية الأخرى. وبهذا المعنى تكون ميكانيكا الكم حتمية تماماً.

(4) لم يظهر بارامتر طاقة في معادلة شرودنجر ، لكن بإمكاننا ملاحظة الآتي: لتكن الدالة غير المعتمدة على الزمن u (x, y, z) هي حل ما لمسألة القيمة المميزة للطاقة في المعادلة (4.1) ، حيث E الطاقة المناظرة. عندئذ يوضح التحقق السريع أن:

$$\Psi (x, y, z, t) = e^{-iEt/\hbar} u (x, y,z) \qquad (4.3)$$

هو حل خاص للمعادلة (4.2) مثلما أنه في الوقت نفسه حل للمعادلة (4.1) . وهكذا، إذا كان الجسيم في حالة طاقة محددة E ، فإن دالته الموجية Ψ تساوي الدالة الذاتية (المميزة) للطاقة u مضروبة في المعامل الأسي المتغير مع الزمن في المعادلة (4.3). يمكننا أيضًا أن نلاحظ بصورة أعم أنه إذا كان u_1 و u_2 حلين لمسألة القيمة المميزة للطاقتين المناظرتين E_1 و E_2، فإن حاصل الجمع:

$$\Psi (x, y, z, t) = A_1 e^{-iE_1 t/\hbar} u, (x, y, z) + A_1 e^{-iE_2 t/\hbar} u, (x, y,z)$$

طبقًا لما جاء في الملاحظة (2) أعلاه يكون أيضا حلاً للمعادلة (4.2)، حيث A_1 و A_2 ثابتان اختياريان. لكن هذا الحل يشتمل على طاقتين مختلفتين، فأيهما تكون هي طاقة الجسيم؟ الجواب هو أنه ليس بالضرورة أن يكون للجسيم طاقة محددة ، أو موضع محدد، أو كمية تحرك محددة، أو كمية تحرك زاوي محددة، وهكذا ! فبالنسبة لجسيم له هذه الدالة الموجية الخاصة، يمكن أن يعطي قياس الطاقة نتيجتين E_1 و E_2 باحتمالات نسبية $A_1^* A_1 / A_2^* A_2$.

لاحظ أن الحل الوارد أعلاه ما هو إلا تجميع، بمعاملات اختيارية، لحلول من النوع الظاهر في المعادلة (4.3). هذا تعميم واضح. وإن تراكب أي عدد من حلول النوع الأخير يعتبر في حد ذاته حلا لمعادلة شرودنجر.

(5) لأي حلّ Ψ يمكن بسرعة إيضاح الآتي: مع أن المربع المطلق $\Psi^* \Psi$ سيكون بالطبع معتمدا عموما على الزمن بالإضافة إلى الفراغ، فإن تكامل هذه الكمية على كل الفراغ لا يعتمد على الزمن:

$$\iiint dx\, dy\, dz\, \Psi^* \Psi = \text{constant in time}$$. (ثابت مع الزمن)

الملاحظة هنا هي: عندما لا تكون حدود التكامل مبينة صراحة، فإنه يفهم ضمنا أن التكامل مأخوذ على كل الفراغ.

يمكن افتراض أن التكامل في استنتاج النتيجة السابقة يكون محدودًا . وهذا في حقيقة الأمر متطلب ضروري لميكانيكا الكم ، وهو تحديدًا أن يكون التكامل السابق محدودا، أي ممكنا لمربع الدالة square integrable كما يقال. فإذا كان تكامل مربع الدالة ممكنًا في أي لحظة معينة من الزمن، فإن المعادلة السابقة تؤكد أنه يكون كذلك في جميع اللحظات الزمنية الأخرى. عند هذا الحد، ولتوفير بعض الشرح بعد ذلك. يكون من المفيد أن ندخل مفهوم وفكرة الناتج (حاصل الضرب) القياسي scalar product . يعرف الناتج القياسي لأي دالتين (يمكن أن تكونا مركَّبتين) f و g بالمعادلة:

$$\langle f \mid g \rangle \iiint dx\ dy\, dz\ f^* g \qquad (4.4)$$

لاحظ أ $\langle f \mid g \rangle^* = \langle g \mid f \rangle$. وحسب التعريف يكون المعيار (المقياس) norm المربع للدالة f هو $\langle f \mid f \rangle$، وهو حقيقي وغير سالب.

التفسير الاحتمالي

تقترح مجموعة الخواص المذكورة أعلاه أول قاعدة للتفسير. الخاصية (3) من القائمة توصلنا إلى افتراض أن الدالة الموجية Ψ هي كل ما يمكننا معرفته عن حالة الجسيم، بمعنى أنه إذا رصدناه في لحظة ما يكون بالإمكان رصده فى أي لحظة أخرى. أما الخاصية (5) فتقترح تفسيرا احتماليا. نعلم من الخاصية (2) أنه إذا كانت Y حلا للمعادلة فإن $A\Psi$ تكون حلا كذلك، حيث A ثابت اختياري. دعنا نعدّل الفرض الذي يقضي بأن الدوال الموجية المختلفة فقط بثابت مضاعِف multiplicative constant تصف في الواقع نفس الحالة الفيزيائية، أي نفس الموقف الفيزيائي. وإذا كان ذلك كذلك، فإنه يمكننا أيضا استغلال حرية اختيار مضاعِف (مضروب) multiplier لكي تكون الدالة الموجية معيارية normalized ، أي أن:

$$<\Psi | \Psi> = 1 \qquad (4.5)$$

لتكن هذه المعايرة مفهومة في كل ما يلي. والآن، لا يوجد فيما قيل ما ينبؤنا بأي شيء عن مكان وجود الجسيم. وهنا تأتي أول خطوة كبيرة. دعنا نتخلَّ عن فكرة أن الجسيم يكون موجودًا في أي مكان معين في أية لحظة، ونستبدلها بفكرة أن ميكانيكا الكم تتعامل فقط مع الاحتمالات. ليكن $P(x, y, z, t)$ رمزًا للتوزيع الاحتمالي الفراغي، ويعرّف بأن إجراء تكامل P على أي حجم محدد من الفراغ يعطي احتمال وجود الجسيم في ذلك الحجم. وتبعًا لماكس بورن، نصل إلى افتراض أنه إذا كانت المنظومة في الحالة Y فإن التوزيع الاحتمالي (كثافة الاحتمال) يكون:

$$P(x, y, z, t) = \Psi^* \Psi \qquad (4.6)$$

وهذا يعتمد على كل من الفراغ والزمن، لأن الدالة الموجية تعتمد على كليهما . أما عند إجراء التكامل للتوزيع على الفراغ كله، وهو ما يناسب الاحتمال - أي على كل المحتمل وجود الجسيم فيها عند القياس - فإن النتيجة لا تعتمد على الزمن وتساوي الوحدة ، ونحصل عليها من الجمع بين المعادلات (4.4) و (4.5) و (4.6) .

فكرة أن العالم الفيزيائي احتمالي تشكل في جوهرها الأساسي لبّ التحوُّل المثير الناتج عن نظرية الكم. ربما تكون فكرة مستفزة، ولكن ها هي ذا. إن كل ما يمكننا معرفته عن الحالة الديناميكية لمنظومة ما موجود ضمن ما تحتويه دالتها الموجية؛ والدالة الموجية لا تتضمن عمومًا نتائج وحيدة فيما يتعلق بالقياسات التي يمكن إجراؤها على المنظومة. ويجب التأكيد على أن أحدًا لم يستنتج هذا التصور التفسيري من أي شيء مسبق، لا بورن ولا أي من المؤسسين الآخرين. ولكن بنية معادلة شرودنجر كانت من الناحية الرياضياتية موحية بهذا التفسير ومتسقة معه.

عرض موجز للقواعد

لقد وصلنا إلى تفسير احتمالي لقياسات الموضع، لكن ذلك مجرد بداية . ماذا عن الكميات الأخرى القابلة للملاحظة، مثل الطاقة وكمية التحرك وكمية التحرك الزاوي وغيرها ؟ في الحقيقة هناك ثلاثة أسئلة يجب طرحها بالنسبة لأي كمية فيزيائية قابلة للملاحظة أو الرصد:

(1) ما هو عالم النتائج الممكنة للقياس ؟

(2) إذا كانت المنظومة عند لحظة ما في حالة خاصة Ψ ، فما هي احتمالات تلك النتائج الممكنة ؟

(3) ما هي الحال فور الانتهاء من القياس والحصول على نتيجة خاصة؟

لقد طرحنا الآن السؤالين 1 و 2 بالنسبة لكميات الموضع الممكن رصدها ووجدنا (أو بالأصح، افترضنا) أن جميع المواقع مسموحة، تمامًا كما في الأحوال الكلاسيكية؛ وأن دالة التوزيع الاحتمالي تعطى بالمعادلة (4.6). وبالنسبة للطاقة فإن الجواب على السؤال الأول هو أن الطاقات المسموحة تكون قيما مميزة E للمعادلة (4.1) ؛ وتحديدا، تلك الطاقات التي تكون حلول تلك المعادلة لها ذات سلوك حسن [أي حلول مقبولة] (دوال مميزة). ويصبح التعميم لكميات أخرى ممكنة الرصد على النحو التالي. يناظر كل كمية فيزيائية معادلة خاصة مميزة القيمة ، مماثل للمعادلة (4.1) بالنسبة للطاقة. والموضوع الذي لا يمكن تلخيصه هنا بسهولة هو طبيعة هذه المعادلات بالنسبة لمختلف الكميات المرغوب رصدها، وسوف نناقش هذا فيما بعد. أما الآن فيكفي التسليم بأن كل كمية فيزيائية ممكنة الرصد يكون لها معادلتها الخاصة المحددة تماما والمشتملة على بارامتر غير محدد ابتدائيا. وتكون قيم ذلك البارامتر الذي تكون له حلول مقبولة هي القيم المميزة (الذاتية) eigenvalues للكمية قيد الاعتبار؛ حيث إن الحلول المناظرة هي الدوال المميزة (الذاتية) eigenfunctions لتلك الكمية . على أن يظل ماثلا في الذهن باستمرار أن الكميات الفيزيائية المختلفة لها فئات مختلفة من الدوال المميزة. وإجابةً على السؤال 1 ينبغي التأكيد على أن النتائج الممكنة للقياس - أي طيف الكمية الممكن رصدها - هي فئة من القيم المميزة لمعادلة مناظرة لتلك الكمية، ولا نتائج غيرها.

إذا حدث وكانت المنظومة عند لحظة ما في حالة ذاتية (مميزة) eigenstate لكمية مطلوب قياسها، فإننا نفترض أيضًا أن قياس الكمية عند تلك اللحظة سوف يعطي القيمة المميزة المناظرة بطريقة وحيدة لا نظير لها.

ومع ذلك، فإن المنظومة لن تكون على نحو نموذجي في حالة مميزة للكمية المطلوب قياسها، أو بالأصح في حالة مميزة لأي كمية فيزيائية ممكنة الرصد. ومن ثم فإن هذا يقودنا إلى السؤال المعمّم 2 الوارد أعلاه وبالنسبة للحالة العامة Ψ فإن نتيجة القياس لكمية ما مطلوب رصدها سوف تكون موزعة بطريقة احتمالية.

ما هو التوزيع الاحتمالي؟ سوف يكون من السهل أولا ذكر الإجابة المفترضة للحالة التي يكون فيها طيف الكمية المطلوب قياسها قابلا للعدّ ، أو منفصلا (متميزًا) discrete (بمعنى أن تكون قيمه منفردة وتتميز كل واحدة منها عن الأخرى). لتكن الدوال المميزة u_n ممهورة بالدليل n، ولتكن λ_n القيمة المميزة المناظرة للدالة المميزة u_n ذات الرتبة n . افترض أن الدوال المميزة معيارية ، وبفرض أن المنظومة في الحالة Ψ ، فإن قاعدة الكم تكون كما يلي. تعرف سعة الاحتمال probability amplitude طبقا للمعادلة:

$$A_n = \langle u_n | \Psi \rangle \qquad (4.7)$$

وذلك باستدعاء تعريف الناتج القياسي من المعادلة (4.4). عندئذ يتأكد أن الاحتمال P_n للناتج λ_n هو:

$$P_n = A_n^* A_n \qquad (4.8)$$

بالنسبة للكميات الممكن رصدها، مثل الموضع وكمية التحرك، التي يكون لها طيف متصل ، لتكن u_λ الدالة المميزة المناظرة للقيمة المميزة λ ، حيث قيم λ المسموحة تقع الآن في سلسلة متصلة continuum . وإذا عُرفت حالة المنظومة Ψ فإن المرء لا يسأل في هذا الموقف عن احتمال وجود قيمة خاصة ما Ψ ، ولكنه بالأحرى يسأل عن احتمالية $P(\lambda)\, d\lambda$ وجود الكمية المطلوب قياسها في المدى المتناهي الصغر $d\lambda$. وكما في الحالة المتميزة تماما، تعرف سعة الاحتمال $A(\lambda)$ طبقا للمعادلة:

$$A(\lambda) = \langle u_\lambda \mid \Psi \rangle \qquad (4.9)$$

ومن ثم يتأكد أن كثافة الاحتمال هي:

$$P(\lambda) = A(\lambda)^* \; A(\lambda) \qquad (4.10)$$

وفي حالة الكميات المكنة القياس ذات الطيف المخلوط، أي الذي يحتوي على جزء متميز (منفصل) discrete وجزء آخر متصل continuaus، فإن المعادلتين (4.7) و(4.8) تطبقان على الجزء المتميز، والمعادلتين (4.9) و(4.10) تطبقان على الجزء المتصل.

هناك سؤال ثالث ينبغي طرحه خارج نطاق النتائج الممكنة والتوزيعات الاحتمالية: ماذا تكون عليه حال المنظومة فور الانتهاء من إجراء القياس والحصول على نتيجة خاصة λ_n {للتبسيط، نفترض مرة ثانية وجود طيف متميز (منفصل) spectrum} discrete ؟

لقد تعرضت المنظومة لاضطراب وخلل في ترتيبها نتيجة لعملية القياس، ولذا فإن دالتها الموجية بعد القياس مباشرة ليست على ما كانت عليه قبله . فما هي الدالة الموجية الجديدة؟ الإثبات الكمي كما يلي: أيا كانت حالة المنظومة قبل القياس مباشرة، فإنها «تنهار» أثناء عملية القياس إلى حالة مميزة un تناظر القيمة المميزة λn الناتجة من القياس. عندئذ تتطور الدالة الموجية مع الزمن طبقا لمعادلة شرودنجر . وينبغي القول بأن هذا الإثبات التوكيدي يتضمن قدرًا كبيرًا من المثالية لأسباب من بينها أن القياسات لا تتم كلها حقيقة في لحظة واحدة. بالإضافة إلى ذلك، نلاحظ أن جوهر فكرة القياس ذاتها، التي نتعامل معها هنا باعتبارها فعلاً غير محلَّل تم القيام به من الخارج وأثر على منظومتنا الكمية ، يطرح قضايا فنية، وفي النهاية فلسفية عميقة. لكن دعنا الآن نتوقف عند المقترح البسيط الذي سبق ذكره.

لقد تم توضيح مبادئ ميكانيكا الكم حتى الآن بصورة رئيسية على أساس مثال الجسيم الوحيد. والتعميم على منظومات متعددة الجسيمات مباشر وصريح، بالرغم من أن الرياضيات يمكن أن تصبح أصعب كثيرًا عند استنباط تطبيقات فعلية. وتوصف حالة منظومة متعددة الجسيمات بواسطة دالة موجية معتمدة على الزمن وعلى العديد من متجهات الموضع بعدد الجسيمات الموجودة في المنظومة. بديهي أن طاقة الجهد سوف تعتمد أيضا بصورة عامة على كل تلك المتغيرات الموضعية. سوف يوجد الآن في المعادلتين (4.1) و (4.2) مجموع حدود مماثل للمجموع الأول في الطرف الأيسر لهاتين المعادلتين، بواقع حد لكل جسيم، ولكل حد كتلته الخاصة ومتغيرات الموضع الخاصة به في المشتقات. ويعمم الآن الناتج (حاصل الضرب) القياسي المعرف في المعادلة (4.4) ليشمل إجراء التكامل على متغيرات الموضع لكل الجسيمات. استنادًا إلى هذا الفهم ، تظل المعادلات من (4.7) إلى (4.10) دون تغيير. وفي مقابل تفسير الجسيم الأحادي المعبر عنه بالمعادلة (4.6)، فإن ناتج $\Psi^* \Psi$ يعطي الآن التوزيع الاحتمالي المشترك في الموقع لكل الجسيمات. يجب التركيز هنا أيضا على أننا لا نزال بحاجة ضرورية إلى التعامل مع كمية التحرك الزاوي اللفي spin angular momentum، وهي الخاصية الديناميكية التي تمتلكها جسيمات من قبيل الإلكترونات والبروتونات والنيوترونات. وسوف نستأنف الحديث عن اللف المغزلي spin فيما بعد.

المتغيرات التبادلية

من المفيد لما سيأتي أن نقدم فكرة الاستقلال الخطي. يقال لدالة F أنها عبارة عن تجميع خطي لفئة n من الدوال u_1 , u_2 , ... u_n إذا أمكن «فكّها» إلى تلك الدوال طبقا للمعادلة:

$$F = C_1 u_1 + C_2 u_2 + \ldots + C_n u_n$$

حيث الثواب C يمكن أن تكون كميات مركبة . يقال لفئة الدوال u_n أنها فئة مستقلة خطيا linearly independent إذا لم يمكن كتابة أي منها كتجميع خطي للدوال الأخرى.

اعتبر الآن قيمة مميزة خاصة λ لكمية مرغوب قياسها. قد يحدث أن توجد دالة واحدة فقط مميزة ومستقلة خطيا تناظر تلك القيمة المميزة. عندئذ يتحدث المرء عن حالة غير منحلة nondegenerate. من ناحية أخرى، يحدث أن تكون هناك حالتان مميزتان أو أكثر ومستقلة خطيا، ويكون لها جميعا نفس القيمة المميزة λ. في تلك الحالة يتحدث المرء عن انحلال degeneracy، وغالبا ما يعكس حدوث انحلال حقيقة أن الحالات المميزة للقيمة λ تكون أيضا حالات مميزة لكمية ما أخرى ممكن قياسها، ولتكن μ. في مثل هذا الموقف دعنا نزود الحالة المميزة بدليل ثان، فنكتب $u_{\lambda, \mu}$. ينبئنا الحرفان السفليان (الدليليان) بأن الحالة قيد الاعتبار هي في آن معا حالة مميزة لكمية قيمتها المميزة λ، ولكمية أخرى قيمتها المميزة μ . يقال لهاتين الكميتين اللتين يحدث لهما ظاهرة الحالات المميزة الآنية هذه أنهما تبادليتان Commute. إذا كان الطيف متميزًا في قيمه المفردة (المنفصلة) discrete فإن كلتا الكميتين الممكن قياسهما في الحالة $u_{\lambda, \mu}$ تكون لهما قيمتان محددتان، أو أن كلتا الكميتين «معلومتان». وإذا كان الطيف متصلاً continuous فإنه توجد حالات (على شكل تراكيبات ضيقة لحالات مميزة متجاورة) تكون فيها كلتا الكميتين معروفتين في حدود اختيارية للدقة . واعتمادًا على الكميتين الخاصتين قيد الاعتبار، يمكن أن يحدث، حتى عندما تكون كلتا القيمتين المميزتين λ و μ معينتين، أن يكون هناك انحلال لا يزال متبقيا؛ أي توجد حالتان أو أكثر تتقاسم نفس القيم الميزة λ و μ. كذلك قد لا يزال هناك في تلك الحالة كميات أخرى تتبادل مع كل من λ و μ .

وفي النهاية يمكن أن يكون لدينا مجموعة كاملة من الكميات التبادلية عندما تكون الحالات المميزة الآنية لها جميعها محددة بطريقة وحيدة بالقيم المميزة الآنيّة.

مركبات الموضع الكارتيزية الثلاثة z, y, x تشكل فئة (مجموعة) من كميات تبادلية ذات أطياف متصلة . ويمكن للمرء أن يكوّن دوال موجية متموضعة حسب الطلب في المتغيرات الثلاثة كلها آنيا . ينسحب الأمر نفسه على المركبات الثلاثة P_x, P_y, P_z لكمية التحرك . لكن توجد فئات أخرى من كميات ممكنة القياس ولا تكون تبادلية؛ على سبيل المثال، الكميتان x وP_x لا تتبادلان القيم. بالنسبة لهذه الأزواج من الكميات، لا توجد حالات تعرف فيها كلتا الكميتين بدقة غير محدودة؛ والذي يحدد حدود الدقة في واقع الأمر هو مبدأ الارتياب (اللايقين) لهيزنبرج.

مبدأ اللايقين

اعتبر كمية ما خاصة ممكنة القياس ، مثل الإحداثي x لموضع جسيم. توجد دوال موجية لها توزيعات احتمال فراغية ذات قمة ضيقة حسب الطلب حول قيمة خاصة x . وينسحب نفس الشيء على مركبة كمية التحرك p_x. إلا أن هيزنبرج كان أول من أوضح أن هناك حدًّا لإمكانية حدوث قمة آنية في كلتا هاتين الكميتين. وإذا كانت الدالة الموجية Ψ معلومة فإننا نعرف على الفور كيفية إيجاد توزيع الاحتمال الفراغي. لم نقل بعد كيف نستخلص Ψ من توزيع كمية التحرك . لكن توجد علاقات محددة لهذا على نحو ما سنعرض حالا للمناقشة. لقد أصبح واضحا أنه إذا كان التوزيع الفراغي ضيقا فإن توزيع كمية التحرك لابد أن يكون عريضا ، والعكس بالعكس. لا مناص من ذلك. ومقياس انتشار أي توزيع هو «جذر متوسط مربع

الانحـراف» حـول المعدل (المتـوسط) . يمكن توضـيح المعنى بمثـال إحـداثي الموضع x على النحو التالي : بمعلومية التوزيع الاحتمالي يستطيع المرء أن يحسب قيمة x المتوسطة ، ولتكن $<x>$، ويحسب أيضا قيمة x^2 المتوسطة، ولتكن $<a^2>$. الآن، إذا كان للتوزيع قمة حادة لا نهائية حول قيمة واحدة خاصة x ، بحيث تسفر كل محاولة عن نفس قيمة x ، فإن جميع قيم x^2 سوف تكون أيضا واحدة . ومن ثم تكون لدينا الحالة $<x^2> = <x>^2$.

وبالنسبة لجميع التوزيعات الأخرى يمكن بسهولة إيجاد أن $<x^2>$ يجب أن تكون أكبر من $<x^2>$: ولا تكون أكبر كثيرا إذا كانت قمة التوزيع في x واضحة بقوة ، بينما تكون أكبر كثيرا إذا كان التوزيع منتشرًا باتساع . ويعرف جذر متوسط مربع الانحراف بالعلاقة :

$$\Delta x = \sqrt{<x^2> - <x>^2}$$

وهذا مقياس مفيد للانتشار في التوزيع ، حيث تعني Δx الصغيرة توزيعًا ضيقًا و Δx الكبيرة توزيعا عريضا .

إذا علمنا الحالة Ψ في لحظة معينة يمكننا استنتاج الانتشار الفراغي Δx ، كما يمكننا استنتاج التوزيع الاحتمالي في كمية التحرك ، ومن ثم إيجاد جذر متوسط مربع الانحراف ΔPx . إن ما أوضحه هيزنبرج هو أنه لأي دالة موجية Ψ تظل المتباينة الآتية صحيحة :

$$\Delta x \,.\, \Delta Px \geq \frac{1}{2}\hbar \qquad (4.11)$$

وتضع هذه المتباينة حدا لما يمكن أن يعرفه المرء جيدا عن الكميتين في نفس اللحظة. هناك قيود حدية مشابهة للثنائيات (y , P_y) و (z , P_z)، ولا يزال هناك قيود أخرى لأزواج أخرى من الكميات غير التبادلية . لكن ليس هناك حدود لكيفية ما يمكن أن يعرفه المرء جيدا عن x و P_y على سبيل

المثال لأن هاتين الكميتين تبادليتان . ويمكن التعبير عن مبدأ اللايقين بمصطلحات عامة تماما لأي زوج من الكميات، ولكننا سوف ندوّن الآن هنا النتيجة النهائية لأن ذلك يتطلب تفريعات فنية جوهرية .

توجد علاقة تبايُن أخرى يكثر ذكرها في ميكانيكا الكم ، وهي تلك التي تشتمل على الطاقة والزمن ، وتأخذ شكل مبدأ اللايقين ، لكنها تستند على أرضية مختلفة عن علاقات اللايقين لهيزنبرج الواردة أعلاه . دعنا نستفسر عن هذا. افترض أن المنظومة موجودة في حالة يعبر عنها بالدالة الموجية Ψ (x, y, z, t = o) في لحظة ابتدائية ما t = o . سيكون لهذه الحالة توزيع احتمالي ما في الطاقة ، وسوف يوجد على التناظر جذر متوسط مربع انحراف ΔE يقيس انتشار ذلك التوزيع الطاقي . وبعد زمن ما τ سوف تتغير الدالة الموجية بطبيعة الحال ، لكن المرء يتوقع ، عند زمن صغير τ بدرجة كافية ، ألا تتغير الدالة الموجية كثيرا . وربما يثار تساؤل عن مقدار الزمن اللازم انقضاؤه قبل أن تختلف الدالة الموجية أولا بدرجة ملحوظة عما كانت عليه في اللحظة الزمنية الابتدائية . ليكن هذا الزمن τ . وعبارة «تختلف بدرجة ملحوظة» ليست عالية الدقة بطبيعة الحال، ويمكن تحديدها بدقة أكثر. لكن دعنا هنا نتساهل في إحكام الدقة قليلا . ولسوف نجد أن الزمن τ مرتبط مع جذر متوسط مربع طاقة الانحراف بعلاقة التباين.

$$\tau \;.\; \Delta E \geq \hbar \qquad (4.12)$$

يشار إلى هذه المتباينة أحيانا على أنها علاقة لا يقين الزمن - الطاقة ، لكن النظر إليها على ذلك النحو ليس محمودًا . ذلك أن الزمن بطبيعة الحال كمية ديناميكية من حيث إنها تتغير مع الزمن! ولكنها تفعل هذا على نحو عادي وبمرجعية ذاتية ، فهي المتغير المستقل الذي تعتمد عليه أشياء أخرى ، مثل الدوال الموجية وتوزيعات الاحتمال لمختلف الكميات التي يمكن ملاحظتها

(قياسها) ، وهكذا . الزمن نفسه يتنقل مباشرة من مكان لآخر دون إذعان - فلا تسري عليه فكرة الاحتمالية من منظور ميكانيكا الكم (على الرغم من وجود أسباب كثيرة للقول بداهة من الناحية العملية بالانتشار الاحتمالي فيما يتعلق بدقة الساعات الحقيقية) . ويجب قبول المعادلة (4.12) بدلالتها مباشرة كما هي في ضوء التأويلات السابقة .

قلنا إنه لكل كمية فيزيائية قابلة للملاحظة والقياس توجد معادلة معينة للقيمة المميزة تحدد الطيف والدوال المميزة المناظرة . ومن الواضح أن القيم المميزة في حد ذاتها ذات أهمية فيزيائية مباشرة . كذلك تعتبر الدوال المميزة المناظرة ذات أهمية في تحديد احتمالات النتائج المتنوعة لقياس الكمية الفيزيائية بمعلومية حالة المنظومة Ψ {انظر المعادلات من (4.7) حتى (4.10) وتعميمات الجسيمات المتعددة التي نوقشت بعد ذلك} . وبالنسبة للطاقة ككمية فيزيائية ممكنة القياس فإننا سجلنا فعلاً معادلة القيمة المميزة - وهي المعادلة (4.1) - لحالة جسيم وحيد ، وأوضحنا كيف تعمم لمنظومة من جسيمين أو أكثر. لكن ماذا عن الكميات التي يمكن ملاحظتها (قياسها)؟ سوف نركز فيما يلي في هذا الفصل على كمية التحرك، وكمية التحرك الزاوي المداري، وكمية التحرك الزاوي اللفّي (المغزلي، والطاقة باعتبارها كميات فيزيائية ممكنة القياس؛ إلى جانب بعض الموضوعات الإضافية.

كمية التحرك

أثبتت معادلات القيمة المميزة بالنسبة للمركّبات الكارتيزية لكمية التحرك $\mathbf{P}$ أنها بسيطة جدا . على سبيل المثال، المعادلة بالنسبة للمركبة P_x هي:

$$- i\hbar \frac{\partial u}{\partial x} = P_x \ u \qquad (4.13)$$

هناك معادلتان مماثلتان للمركّبتين الأخريين . والمركِّبات الكارتيزية الثلاث لكمية التحرك تبادلية، بمعنى أنه يمكن إيجاد حلول تكون حالات مميزة آنية لكل المركبات الثلاث. ويسهل التأكد، باستخدام المعادلة (4.13) ونظيراتها بالنسبة لمركبات كارتيزية أخرى ، من أن الحالة الوحيدة ذات القيم المميزة الآتية P_x ، P_y ، P_z (**P** ذات المتجهات الثلاثة مجتمعة) هي:

$$u_{\mathbf{p}}(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi\hbar}\right)^{\frac{3}{2}} \exp(i\mathbf{p}\,.\,\mathbf{r}/\hbar)$$

$$\mathbf{p}.\,\mathbf{r} = x\,p_x + y\,p_y + z\,p_z \qquad (4.14)$$

تم تثبيت المعامل العددي قبل الدالة الأسية ليخدم غرضا آخر. الحل السابق يحل آنيا المعادلة (4.13) ونظيراتها. ومن الثابت أن كمية الحركة ليست مكماة : أي أن كل المتجهات الثلاثة للكمية **p** مسموحة، وتتقاسم كمية التحرك هذه الخاصية مع كميات الموضع **r**، حيث تكون كل المواقع مسموحة.

افترض أن الجسيم قيد اعتبارنا في حالة يعبر عنها بدالة موجية ما Ψ، ماذا سيكون توزيع نتائج قياس كمية التحرك؟ طبقا للمعادلتين (4.9) و(4.10) تكون سعة الاحتمال هي:

$$AP = \langle uP \mid \Psi \rangle \qquad (4.15)$$

حيث يُرجع ، مرة ثانية ، للمعادلة (4.4) بالنسبة لتعريف حاصل الضرب القياسي الوارد أعلاه. ومن ثم تكون كثافة احتمال كمية التحرك هي:

$$P(\mathbf{P}) = AP^{*}\ AP \qquad (4.16)$$

بمعنى أن P، بتكاملها على منطقة ما محددة لمتغير كمية التحرك، تعطي احتمال وجود كمية التحرك في تلك المنطقة. كجزئية جانبية، ربما يكون من المفيد أن نسوق هنا مثالاً لأفضل ما يمكن عمله ضمن حدود مبدأ الارتياب

(اللايقين) لهيزنبرج. على سبيل التبسيط، اعتبر حالة حركة أحادية البُعد على طول المحور x. هنا تم اختيار دالة موجية خاصة لتمثل جميع عائلة (مجموعة) الحالات التي تقلل إلى الحد الأدنى علاقة الارتياب في الموضع - كمية التحرك:

$$\Psi = N \exp(-x2/4\lambda 2)$$

حيث N معامل معياري normalizer اختياري لانحتاج إلى توضيحه و λ بارامتر اختياري. دالة توزيع الاحتمال في x هي: $P(x) = \Psi^*(x)\ \Psi(x)$

من هنا يسهل استنباط مختلف المتوسطات، وخاصة متوسط مربع الانحراف في الموضع . النتيجة هي $\Delta x = \lambda$. باستخدام المعادلتين (4.15) و(4.16) نستطيع أيضًا استنتاج دالة توزيع احتمال كمية التحرك، ومن ثم إيجاد متوسط مربع الانحراف في كمية التحرك. النتيجة هي $\Delta P_x = \hbar/2\lambda$. وبذلك يكون حاصل ضرب الفراغ في انتشارات كمية التحرك هو $\Delta P_x\, \Delta x = \hbar/2$، وهو ما يساوي تمامًا أقل ارتياب ممكن يسمح به مبدأ هيزنبرج؛ انظر المعادلة (4.11).

مفهوم المؤثر

من أين جاءت معادلة القيمة المميزة لكمية التحرك (4.13) ؟ يمكن عرض الأساس المعقول لها في السطور التالية . لقد اتفقنا بالفعل على قبول معادلة شرودنجر (4.2) والتعبير (4.6) للتوزيع الاحتمالي الفراغي. ومن الأخير، إذا علمنا الدالة الموجية Ψ للمنظومة، نستطيع حساب القيم المتوسطة (القيم المتوقعة expectation values) لمختلف الكميات الفراغية. على وجه الخصوص، اعتبر المتوسط $\langle x \rangle$ لكمية الموضع x التي يمكن قياسها في زمن t. ينتج من المعادلة (4.6) أن:

$$\text{(i)} \qquad \langle x \rangle_t = \iiint dx\ dy\ dz\ \Psi^*\, x\, \Psi$$

تتغير هذه القيمة المتوسطة (المتوقعة) مع الزمن لأن الدالة الموجية تتغير هي الأخرى مـع الزمـن. ويمكن استنتاج المشتقة الزمنية للكمية $< x >$ باستخدام معادلـة شرودنجر (4.2)، تكون النتيجة هي:

$$m\frac{d < x >_t}{dt} = -i\hbar \iiint d_x\, d_y\, d_z \;\; \Psi^* \;\; \frac{\partial}{\partial x} \;\; \Psi$$

لكن المركبة x لكمية التحرك تعطي مباشرة كلاسيكيا من العلاقة $Px = mdx / dt$ وهذا يوحي بقوة بأن القيمة المتوقعة Px في ميكانيكا الكم هي:

$$\text{(ii)} \qquad < P_x >_t = \iiint d_x\, d_y\, d_z \quad \Psi^* \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \Psi$$

توجد معادلتان مماثلتان للمركبتين الكارتيزيتين الأخريين P_y و P_z، حيث يجري كلا التفاضلين بالنسبة إلى y و z على التوالي.

باستخدام الدالة A_p المعرفة في المعادلة (4.15) والمؤسسة على u_p كما عرفتها المعادلة (4.14) نصل الآن إلى نتيجة رياضياتية صرفة للمعادلة (ii) والمعادلة (4.4) وهي:

$$< P_x >_t = \iiint d P_x\, d P_y\, d P_z \quad A^*_P \;\; P_x \;\; A_P \;;$$

$$\iiint d P_x\, d P_y\, d P_z \;\; A^*_P \;\; A_P = 1$$

تؤكد هاتان المعادلتان إحساسنا بأن $A^*_P \;\; A_P$ هي في الحقيقة دالة توزيع الاحتمال لكمية التحرك ، مؤكدة أن المعادلة (4.13) تم تعريفها على نحو سليم كمعادلة قيمة مميزة لكمية التحرك .

الكمية الموجودة بين قوسين في الطرف الأيمن من المعادلة (ii) هي ما تسمى مؤثر operator كمية التحرك. وعموما، المؤثر عبارة عن قاعدة ما للتأثير على دالة f لإنتاج دالة مختلفة نموذجيا. في هذه الحالة تكون القاعدة

هي: فاضل f بالنسبة إلى x ، ثم اضرب في المعامل $(-i\hbar)$. تُميز المؤثرات بتلدة tilde (وهي العلامة ~ توضع فوق الحرف) ، وبهذا تكون المركبات الكارتيزية الثلاث لمؤثر كمية التحرك هي :

$$\tilde{P}_x = -i\hbar\frac{\partial}{\partial x}, \tilde{P}_y = -i\hbar\frac{\partial f}{\partial y}, \tilde{P}_z = -i\hbar\frac{\partial}{\partial z} \qquad (4.17)$$

على سبيل المثال ، عندما يؤثر $\tilde{P}_x$ على أي دالة f فإنه يعطي الدالة g ، حيث $g = -i\hbar\frac{\partial f}{\partial x}$. وبهذا يمكن كتابة معادلة القيمة الذاتية (المميزة) لكمية التحرك (4.13) على الصورة $\tilde{P}_x\ u = P_x\ u$.

بهذه الطريقة في النظر إلى الأشياء نرى ما يكون خاصا بالدوال المميزة لمؤثر كمية التحرك. ولنأخذ المركبة x لكمية التحرك كمثال . عندما يؤثر المؤثر على دالة اختيارية فإنه يولّد نمطيا دالة مختلفة مستقلة خطيا. لكنه عندما يؤثر على دالة مميزة لكمية تحرك، يشار إليها هنا بالحرف u، فإنه يعيد نفس تلك الدالة المميزة مضروبة في عدد. ذلك العدد هو القيمة المميزة P_x. هذا هو الحل العام . ويمكن بطريقة ما تعريف المؤثر المناظر لكمية ما يمكن قياسها، ثم تصاغ معادلة القيمة المميزة. إذا كان $\tilde{B}$ هو المؤثر فإن شكل تلك المعادلة يكون على الصورة: $\tilde{B}_u = bu$، حيث b بارامتر، وكل قيمة للبارامتر b يوجد لها حل حسن السلوك [مقبول] u تكون قيمة مميزة؛ وتكون الدالة u هي الدالة المميزة المصاحبة . ويقضي تأكيدنا الأساسي بأن القيم المميزة تكون هي النتائج المسموحة لقياس الكمية الفيزيائية.

لقد ناقشنا الآن المؤثرات المناظرة لمركبات كمية التحرك الكارتيزية. أما المؤثرات الخاصة بمركبات الموضع فهي أبسط كثيرا. على سبيل المثال، يؤثر المؤثر $\tilde{x}$ على أي دالة $f(x, y, z)$ لمجرد أن يضاعفها بالمتغير x : أي أن $\tilde{x}\ f = xf$ ؛ وبالمثل يتم الشيء نفسه لكميات الموضع الأخرى.

لقد عـرّفنا الآن المؤثرات المناظرة لكميات الموضع وكمية التحرك التي يمكن قياسها. فماذا عن الكميات الفيزيائية الأخرى ؟ بالنسبة للطاقة لدينا فعلاً معادلة القيمة المميزة؛ وهي المعادلة (4.1) فى حالة جسيم لا نسبوي مفرد . لننظر إليها من وجهة نظر المؤثرات operators . كلاسيكيا ، حاصل جمع طاقتي الحركة والموضع يعطي الطاقة الكلية E :

$$\frac{1}{2m}(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) + V(x, y, z) = E$$

لإيجاد المؤثر الميكانيكي الكمومي للطاقة يتم ببساطة استبدال كميات التحرك الكلاسيكية في المعادلة السابقة بالمؤثرات الميكانيكية الكمومية المناظرة. أما مؤثر طاقة الجهد الذى يؤثر على دالة ما فإنه يضاعف مباشرة تلك الدالة بمقدار $V(x, y, z)$.

كما سبق أن ناقشنا ، تشتمل مؤثرات كمية التحرك على تفاضل ، وهكذا يطلق على المؤثر التفاضلي المصاحب للطاقة اسم مؤثر هاملتون (هاميلتونيان) Hamiltonian ويميز بعلامة التلدة (~). بهذا تكون معادلة القيمة المميزة للطاقة هي:

$$\tilde{H}u = Eu \qquad (4.18)$$

حيث:

$$\tilde{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left\{\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right\} + V$$

هنا u دالة ذاتية (مميزة) و E القيمة الذاتية (المميزة) المناظرة. لقد أعدنا العافية للمعادلة (4.1) ؛ يمكننا أن نرى الآن أيضا كيف يؤدي مؤثر هاميلتون دورًا خاصا في ميكانيكا الكم. إنه يحكم التطور الزمني للدالة الموجية للمنظومة. ومعادلة شرودنجر (4.2)التي يعبر عنها بإحكام بدلالة مؤثر هاميلتون هي:

$$\tilde{H}\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \qquad (4.19)$$

بالإضافة إلى إدخال فكرة الإحكام، ما الذي أنجزناه من مفهوم المؤثرات؟ إن ما حققناه حتى الآن هو نوع من التناسق والاتساق. وبتعريف مؤثرات الموضع وكمية التحرك، يمكننا التحقق من أن معادلة القيمة المميزة للطاقة (4.1) التي بدأنا بها هي في حقيقة الأمر معادلة القيمة المميزة المصحوبة بمؤثر هاميلتون؛ وأن الأخير ينتج من التعبير الكلاسيكي للطاقة باستبدال متغيرات الموضع وكمية التحرك هنا بما يناظرها من مؤثرات كمومية. تظل المعادلة (4.2) صحيحة تماما بصورة عامة، سواء بالنسبة لجسيم مفرد، أو لمجموعة جسيمات، أو لمنظومة مجال كمي.

هذا يشجعنا على تعميم المبدأ بالنسبة لكميات أخرى يمكن قياسها، على الأقل تلك الكميات التي لها تجسيد كلاسيكي. وتتم خطوات التعميم كما يلي. اعتبر كمية فيزيائية ما كما يعبر عنها كلاسيكيا بدلالة متغيرات الموضع وكمية التحرك، ثم استنتج المؤثر الكمي المناظر باستبدال متغيرات الموضع وكمية التحرك بالمؤثرات الكمية المناظرة لها. سوف نوضح بإيجاز هذه الخطوات للحصول على المؤثر المصاحب لكمية التحرك الزاوية المدارية.

علاقات التبادل

إذا كان لدينا أي مؤثرين $\tilde{A}$ و $\tilde{B}$ ودالة ما f ، فإن التعبير $\tilde{A}\,\tilde{B} f$ يمثل الدالة التي تنتج عندما يؤثر $\tilde{B}$ أولا على f ثم تخضع النتيجة لتأثير$\tilde{A}$. وقد يكون لترتيب المؤثرات أهمية ما، بمعنى أنه قد يحدث أن يكون $\tilde{A}\,\tilde{B} f \neq \tilde{B}\tilde{A} f$. يطلق اسم مؤثر التبادل commutator بين مؤثرين على الفرق بين حاصلي ضرب المؤثرين $\tilde{A}\,\tilde{B} - \tilde{B}\,\tilde{A}$.

نسوق هنا مثالاً واحدًا لعلاقة تبادل المؤثرات. اعتبر المؤثرين المصاحبين للموضع وكمية التحرك على نحو ما أوضحنا سابقا. يسهل التأكد من أنه في حالة دالة اختيارية f يكون:

$$\tilde{x}\tilde{P}_x f = -i\hbar x \frac{\partial f}{\partial x} ; \tilde{P}_x \tilde{x} f = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} (xf) = -i\hbar x \frac{\partial f}{\partial x} + i\hbar f$$

ونظرًا لأن هذا يتحقق لدوال اختيارية f فإنه يتضمن بالنسبة للمؤثرات العلاقة التبادلية commutation relation الآتية:

$$\tilde{x}\tilde{P}_x - \tilde{P}_x \tilde{x} = i\hbar \qquad (4.20)$$

علاقة التبادل هي معادلة تشتمل على الفرق بين حاصل ضرب مؤثرين مأخوذين بترتيب معاكس. إذا أعطى الترتيبان نفس النتيجة فيقال إن المؤثرين تبادليان commute. ومن السهل بدرجة كافية أن نختبر صحة علاقات التبادل بين مركبات أخرى لكميات الموضع وكمية التحرك. وهكذا نجد أن $\tilde{x}$ و $\tilde{P}_y$ كميتان تبادليتان، تماما مثل الكميتين $\tilde{y}$ و $\tilde{P}_x$ ، وهكذا.

لدينا أخيرًا كلمات قليلة عن المؤثرات. إن مفهوم المؤثر يؤدي دورًا محوريا في الصياغة المجردة لميكانيكا الكم. وفي المقاربة التي أوضحناها نلاحظ أن حالة منظومة (مجموعة) ما في أية لحظة توصف وصفًا محددًا عن طريق دالة إحداثيات فراغية؛ والمؤثرات التي قابلناها تشتمل على مؤثرات محددة مثل التفاضل. وفي الصياغة المجردة تكون الحالات الممكنة من فراغ رياضياتي لموضوعات مجردة تسمى «متجهات» ومؤثرات بمثابة قواعد لتنظيم المتجهات المجردة ورسم خريطة لها على هيئة متجهات مختلفة عموما في ذلك الفراغ هذه النقطة الممتازة ذات قيمة عالية لأنها توفر مرونة عظمى ورؤية واسعة. إلا أنه من الأفضل غالبا بالنسبة للنتائج العملية أن ننزل بالمستوى إلى تمثيل ما محدد some concrete representation . وذلك ما نفعله منذ البداية في التعامل مع ما يسمى تمثيل «فراغ الموضع» position space لشرودنجر.

كمية التحرك الزاوي المداري

تعرف كمية التحرك الزاوي لجسيم كلاسيكيا بدلالة كميتي الموضع وكمية التحرك الممكن قياسهما، وذلك عن طريق حاصل الضرب الاتجاهي بالعلاقة $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{P}$. وبدلالة الاحداثيات الكارتيزية يكون:

$$L_x = y\,P_z \;,\; L_y = z\,P_x - x\,P_z \;,\; L_z = x\,P_y - y\,P_x$$

بالإضافة إلى المركبات الكارتيزية الثلاث للكمية $\mathbf{L}$، سوف نرغب أيضًا فى اعتبار مقدار كمية التحرك الزاوي، أو مربع المقدار L^2 لمزيد من التبسيط. وتنتج مؤثرات ميكانيكا الكم المناظرة من المبدأ الذي تم إدخاله في المناقشة التي أعقبت المعادلة (4.19)؛ وتحديدا، سنعتبر التعبيرات الكلاسيكية ونستبدل متغيرات الموضع وكمية التحرك بمؤثراتها الكمومية. على سبيل المثال، المؤثر الكمومي المناظر للمركبة z لكمية التحرك الزاوي هو:

$$\tilde{L}_z = -\,i\hbar\,\left\{ x\frac{\partial}{\partial y} - y\frac{\partial}{\partial x} \right\}$$

ومن ثم فإن مسألة القيمة المميزة لهذه المركبة يعبر عنها بالمعادلة التفاضلية:

$$-\,i\hbar\,\left\{ x\,\frac{\partial u}{\partial y} - y\,\frac{\partial u}{\partial x} \right\} = L_z\,u$$

هنا L_z في الطرف الأيمن هي القيمة المميزة (الذاتية) the eigenvalue. توجد تعبيرات مماثلة لمركبات أخرى ولمربع كمية التحرك الزاوي. وفي واقع الأمر، يفضل التعبير عن المؤثرات الخاصة بالمركبات الكارتيزية بدلالة إحداثيات كروية r ، ϕ .

تحظى كمية التحرك الزاوي بأهمية أكثر في عالم الكم مقارنة بالعالم الكلاسيكي، فهي تظهر بوضوح عددا من الملامح ذات النكهة الغريبة، حيث إنها لا تأخذ إلا قيما معينة محددة.

وهناك غرائب كثيرة وراء ذلك. نعرض فيما يلي إحدى الخصائص الميكانيكية الكمومية المهمة لكمية التحرك الزاوي. فعلى سبيل الاستثناء المنفرد، لا توجد حالات مميزة آنية للمركبات الثلاث جميعها أو – في الواقع – لأي زوج من مركِّبات $\mathbf{L}$. أي أن مركبات متجة كمية التحرك الزاوي ليست تبادلية مع بعضها البعض؛ وبهذا لا توجد حالات يستطيع المرء فيها أن «يعرِف» قيم أي زوج من مركبات كمية التحرك الزاوي، ولا حالات ذات نتيجة محددة لكل من المركبات. إلا أن كل مركبة كارتيزية تكون تبادلية مع $\mathbf{L}^2$. ومن ثم فإنه توجد حالات مميزة آنية للكمية $\mathbf{L}^2$ ولمركبة $\mathbf{L}$ في أي اتجاه، ليس بالضرورة على استقامة محور إحداثي. وبغرض المحدودية، سوف نركز على الحالات المميزة الآنية لكل من $\mathbf{L}^2$ و $\mathbf{L}_z$. سبق تدوين مسألة القيمة المميزة للمركبة $\mathbf{L}^2$ ، وهي تكون مبسّطة عندما يعبر عنها بإحداثيات كروية أما بالنسبة للكمية $\mathbf{L}^2$ فإن الأمر يكون معقدا حتى باستخدام إحداثيات كروية. لهذا فإننا لن نكتب معادلات القيمة المميزة وسنكتفي باقتباس بعض النتائج بالنسبة للكمية $\mathbf{L}^2$ الممكن قياسها فإن القيم الميزة المسموحة تعطى بالمعادلة:

$$L^2 = l(l+1)\hbar^2 \ , \quad l = 0\ , 1\ , 2\ , 3\ ,... \qquad (4.21)$$

حيث l تأخذ أعدادًا صحيحة من الصفر إلى مالا نهاية. وبالنسبة «لعدد كمي» معين l تكون القيم الميزة للكمية $\mathbf{L}_z$ هي :

$$L_z = m_l \hbar \ , \ m_l = -l\ , -l+1\ , ...\ , l-1\ , l \qquad (4.22)$$

وهكذا فإنه لعد كمي معين l تتراوح القيم الممكنة للعدد الكمي m_l بين $l-$ و $l+$ بفارق وحدة الأعداد الصحيحة في المدى $2l+1$.

يوجد في العرض هنا، من وجهة نظر الكلاسيكيين، عدة تأثيرات غريبة. أحد الأمور أن مقدار متجه كمية التحرك الزاوي مكمّى quantized: لا يأخذ إلا قيما معينة محددة، وهذا على الرغم من أن مؤثر كمية التحرك

الزاوي يعرّف بدلالة مؤثري الموضع وكمية التحرك اللذين يتميزان بطيفين متصلين. فضلا عن ذلك، بالنسبة لإحدى قيم L^2 المسموحة - أي بالنسبة لعدد كمي معين l - نجد من المعادلة (4.22) أن مسقط $\mathbf{L}$ على المحور x لا يأخذ إلا قيما معينة محددة. لذا فإنه يوجد نوع ما من التكمية الإضافية مستمر هنا. فهل يمكن ألا تتجه $\mathbf{L}$ إلا في اتجاهات معينة محددة في الفراغ؟ إذا كان الأمر هكذا، فإنه من غير الممكن أن يكون المحور z أحد تلك الاتجاهات. ومع ذلك، إذا ما اتجهت L تماما في الاتجاه السالب أو الموجب للمحور z، فإن مربع ذلك المسقط على المحور z يجب أن يساوي L^2، وهي الحالة التي نتوقع أن يكون فيها $L_x^2 = L^2 = l\,(l + 1)\,\hbar^2$. لكننا نرى من المعادلتين (4.17) و (4.18) [بالنسبة لعدد كمي l معين] أن أكثر قيمة ممكنة للكمية L_z^2 هي $l^2\,\hbar^2$، وهي أقل من $l\,(l + 1)\hbar^2$. ونظرًا لعدم وجود خصوصية لكيفية اختيارنا لتوجيه محاورنا الإحداثية، فإنه بإمكاننا أن نعيد التوجيه بحيث تؤخذ الاتجاهات المسموحة فرضا للكمية $\mathbf{L}$ على أنها المحور الجديد z. لكن عندئذ سوف ينبئنا التبرير المذكور مرة ثانية بأن $\mathbf{L}$ لا يمكنها أن تتجه على طول الاتجاه الذي يقال أنها تشير إليه! والسبيل إلى البعد عن هذه الأشياء غير المقبولة عقلا أن نتخلى عن التصور الكلاسيكي لمتجه كمية التحرك الزاوي الذي يأخذ أي اتجاهات محدّدة في الفراغ. إن ميكانيكا الكم غريبة الأطوار!

على أن التفكير الكلاسيكي ليس سيئًا بالنسبة للحالات الماكروسكوبية (العيانية). والوحدة المجهرية (الميكروسكوبية) لكمية التحرك الزاوي هي $\hbar$ وهي وحدة دقيقة جدا على المقياس الذي نتعامل معه في الحياة العادية. ولا يلفت النظر أبدًا أن حبة حلوى صغيرة تلف حول نفسها يكون لها كمية تحرك زاوي مقدارها بالغ الضخامة مقارنة بالكمية $\hbar$. أما هنا، حيث تدخل قيم l الكبيرة جدًا في دائرة التأثير، فإن التغير الكسري في L^2 عند التحرك

من l إلى $l + 1$ يكون ضئيلا جدا . لهذا فإنه في المدى الماكروسكوبي تكوّن قيم L^2 المسموحة عمليا وسطا متصلا continuum، تماما كما في الحالة الكلاسيكية. وعلى ذلك فإن الفكرة غير الشرعية لاتجاهات $\mathbf{L}$ المحددة تصبح جائزة شرعًا في الحالات الماكروسكوبية الواقعية فيزيائيا.

لنعد إلى مسألة القيمة المميزة لكمية التحرك الزاوي ونركز على الدوال المميزة؛ ولتكن $u_{l,} m_l$. تحمل هذه الدوال الآن العددين الكميين الموضحين، ويفضل التعبير عنها بدلالة الإحداثيات الكروية $\mathbf{r}$, θ , ϕ (الزاوية «القطبية» θ هي الزاوية بين متجه الموضع $\mathbf{r}$ والمحور؛ والزاوية «السمتية» azimuthal ϕ هي الزاوية بين المحور x ومسقط $\mathbf{r}$ على المستوى $x - y$). يتضح أن كل دالة $u_{l,} m_l$ عبارة عن حاصل دالة محددة للزاويتين مضروبة في دالة المتغير القطري r:

$$u_l , m_l = R(r)\, Y_l^{ml} \;(\theta, \phi)$$

الدالة $R(r)$ اختيارية حتى الآن طالما أن كمية التحرك الزاوي قيد الاعتبار. إلا أن التوافقيات الكروية spherical harmonics $Y_l^{m_l}$ تكون دوال محددة فى المتغيرات الزاويّة. ونبين هنا عددا منها على سبيل العرض فقط.

$$Y_0^0 = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \quad , \quad Y_1^1 = \sqrt{\frac{1}{8\pi}} \;\; \sin\theta\, e^{i\Phi} ,$$
$$Y_1^0 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \;\; \cos\theta , \quad Y_0^{-1} = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \; \sin\theta\, e^{-i\Phi}$$

اللف المغزلي

يوجد لأصناف معينة من الجسيمات نوع ذاتي من كمية التحرك الزاوي، يسمى اللف المغزلي spin، وذلك بالإضافة إلى كمية التحرك الزاوي المصاحبة لحركة مدارية. من بين الجسيمات التي لها هذه الخاصية مكونات

المادة العادية من إلكترونات وبروتونات ونيوترونات. وكما سبق أن ذكرنا بإيجاز في الفصل الثاني، يرغب المرء في تخيله لحركة اللف المغزلية في أن يتصور الجسيم كأنه كرة ضئيلة الحجم، وتنشأ كمية التحرك الزاوي للّف من الدوران المفترض حول محور يمرخلال مركز الجسيم. وحركة الأرض تعطينا مثالاً مناظرًا لذلك. فالأرض لها كمية تحرك زاوي مداري مصاحبة لحركتها حول الشمس، ولها أيضا كمية تحرك زاوي لفّي تنشأ من دورانها حول المحور القطبي. إلا أن هذا التصور له حدوده في عالم الجسيمات المجهرية وما يتصل بالموضوع في ميكانيكا الكم هو ببساطة أنه لأنواع معينة من الجسيمات توجد كمية متجهة $\mathbf{S}$ ممكنة القياس تعرف بدلالة الموضع وكمية التحرك. وترتبط المركبات الكارتيزية للّف $\mathbf{S}$ مع بعضها البعض بنفس الطريقة التي ترتبط بها مركبات كمية التحرك الزاوي المداري $\mathbf{L}$. مركبات $\mathbf{S}$ ليست تبادلية مع بعضها البعض، وإنما يكون كل منها تبادليا مع S^2 .

إن ما يميز كمية التحرك الزاوي اللفي، وما ينحيها عن النوع المداري، هو أن المقدار ليس متغيرا ديناميكيا على الإطلاق. ففي الحالة المدارية تكون النتائج الممكنة لقياس L^2 عبارة عن قيم مميزة تعطى بالمعادلة (4.21). وغرابة ميكانيكا الكم في أن الطيف ليس متصلاً كما في الميكانيكا الكلاسيكية، بل يوجد على الأقل عدد لا نهائي من النتائج الممكنة. وبالنسبة لحركة اللف المغزلي فإن المقدار S^2 كمية ثابتة مميزة للأنواع الجسيمية، وتعطى قيمة اللف بالمعادلة:

$$S^2 = s\ (s+1)\hbar^2 \qquad (4.23)$$

حيث S عدد ما صحيح محدد أو نصف عدد صحيح، تبعا لأنواع الجسيم. ويوجد $2s + 1$ قيمة مميزة لأي من المركبات الكارتيزية، ولتكن S_z، حيث:

$$S_z = m_s\hbar\ ,\ m_s = -s\ ,\ -s+1\ ,\ \ldots\ ,\ s-1\ ,\ s \qquad (4.24)$$

المعادلتان السابقتان لهما نفس منظر المعادلتين (4.21) و (4.22). لكن كما قيل أعلاه، بخلاف العدد الكمي المداري l ، لا تضطلع s بمدى للقيم الممكنة؛ فهي ثابتة! ويوجد تناقض آخر مع كمية التحرك الزاوي المداري التي يقتصر العدد الكمي l لها بالضرورة على مضاعفات صحيحة، بينما يأخذ البارامتر s قيما صحيحة أو نصف فردية. هاتان هما فقط الإمكانيتان المسموحتان في اعتبارات ميكانيكا الكم العامة. ويحدث بالنسبة للإلكترونات والبروتونات والنيوترونات أن تكون $s = \frac{1}{2}$ ، وللبيونات $s = o$، وهكذا لجسيمات الطبيعة الأخرى. الفرق بين قيم اللف الصحيحة وأنصاف الأعداد الفردية ليس صغيرا من حيث الأهمية الفنية، والتمييز بينهما عميق المغزى. علاوة على ذلك، يكفي أن نقول هنا إن العالم سيكون شيئا مختلفا تماما ولن يكون لنا وجود فيه إذا ما كان الإلكترون والبروتون والنيوترون جسيمات لفّها عدد صحيح.

بالرجوع إلى المعادلة (2.24) نجد أن هناك 2s+1 درجات طلاقة لفّية؛ بمعنى أنه يوجد العديد من الحالات المميزة المستقلة خطيا للكمية S_z. لهذا فإنه بالنسبة للإلكترونات والجسيمات التي لفّها $\frac{1}{2}$ لا يوجد سوى درجتي طلاقة لفية وتعتبر حالة اللف العامة تجميعًا خطيا لحالتي S_z المميزتين، فليس هناك ما يشده العقل بالنسبة للمحور z . ولا يمكن لنتائج قياس كمية التحرك الزاوي اللفي الممكنة إلا أن تأخذ القيمتين $\pm \frac{\hbar}{2}$. والحالة المميزة لمركبة كمية تحرك زاوي في اتجاه ما لا تكون حالة مميزة للمركبة في اتجاه آخر ، سواء بالنسبة لكمية التحرك الزاوي اللفي أو المداري. لدينا هنا توضيح مبني على لفّ الإلكترون (أو أي جسيم آخر لفّه $s = \frac{1}{2}$) . افترض أن الإلكترون في حالة مميزة للكمية S_x وله قيمة مميزة $+\frac{\hbar}{2}$. قياس المركبة x للّف في تلك الحالة يجب أن يعطي تلك النتيجة باحتمال 100%. لكن هذه الحالة نفسها تعتبر تجميعا خطيا لحالات S_z المميزة. والنتيجتان الممكنتان لقياس المركبة z للّف هما $\pm\frac{\hbar}{2}$، ويكون لهما نفس الاحتمال في هذا المثال الخاص.

إجمالي كمية التحرك الزاوي

الجسيم ذو اللف له نوعان من كمية التحرك الزاوي: مدارية **L** ولفية **S**. ومن الطبيعي تعريف الكمية الإجمالية التي يمكن قياسها لكمية التحرك الزاوي بالمعادلة:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \qquad (4.25)$$

يتضح أن المركبات الكارتيزية للكمية J ترتبط مع بعضها البعض تماما مثلما ترتبط مركبات **L** و **S** فيما بينها. وكما في تلك الحالات الأخرى، لا تكون المركبات الكارتيزية للكمية J تبادلية مع بعضها البعض، ولكن مسقط J على طول أي اتجاه هو الذي يكون تبادليا مع مربع كمية التحرك الزاوي J^2. سوف نعزل المركبة J_z مرة ثانية، وسنقصر أنفسنا أيضا على الحالة البسيطة $S = \frac{1}{2}$ لصلتها الوثيقة بالموضوع . قيم J^2 المميزة هي:

$$J^2 = j(j+1)\hbar^2 \;,\quad j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \ldots \qquad (4.26)$$

وقيم J_z المميزة ، بالنسبة إلى j معينة ، تساوي $2j + 1$ كمية .

$$Jz = m_j \; h \;,\quad m_j = -j, -j+1, \ldots, j-1, j \qquad (4.27)$$

يوجد الآن أمر آخر فالكميات J^2 و J_z و L^2 جميعها تبادلية مع بعضها البعض، ومن ثم لا توجد فقط حالات مميزة للكميتين J^2 و J_z ، وإنما توجد أيضا لهما وللكمية L^2 . وتحمل الحالات المميزة الآنية للكميات الثلاث الأعداد الكمية الثلاثة j و m_l و l . هنا ربما يُطرح السؤال التالي: ما هي القيم الممكنة للعدد الكمي l بمعلومية j ؟ الإجابة هي: توجد قيمتان فقط:

$$l = j + \tfrac{1}{2} \;,\; j - \tfrac{1}{2}$$

موضوعات متعلقة بالطاقة

إن كثيرًا من الجهد اليومي لأهل الاختصاص في ميكانيكا الكم مكرس لمتغير الطاقة باعتباره كمية ممكنة القياس - من حيث التصدي لمسألة القيمة المميزة للطاقة، والبحث عن طرق تقريبية مقبولة فيزيائيا عندما تكون الحلول التامة وراء نطاق التناول (كما هي الحال غالبا)، وتطوير الحدس الفيزيائي. أما مسائل القيمة المميزة لكمية التحرك وكمية التحرك الزاوي فيمكن حلها حلا تامًا، وبمجرد حلها تظل محلولة. لكن الحال مع الطاقة يختلف من مسألة فيزيائية ما إلى أخرى، اعتمادًا على تفاصيل دالة طاقة الجهد. ويحظى متغير الطاقة الممكن قياسه بالأهمية أيضا لسبب آخر يميزه من بين كل متغيرات الطاقة الأخرى التي يمكن ملاحظتها فالهاميلتونيان Hamiltonian، أي المؤثر operator المناظر للطاقة، يحكم التطور الزمني لمنظومة (مجموعة) فيزيائية ما بالمعنى المتضمن في المعادلة (4.19). ومع أننا معنيون بتوضيح مبادئ ميكانيكا الكم لمجموعة (منظومة) أحادية الجسيم، فإن المعادلة صحيحة للمنظومات عديدة الجسيمات أيضًا، مع مدّ الهاميلتونيان بالطريقة الموضحة سابقا.

التطور الزمني

يقصد بالتطور الزمني time evolution إيجاد الدالة الموجية عند زمن عام t إذا كانت معلومة عن زمن ابتدائي ما. عند هذا الحد، افترض أننا نستطيع حل مسألة القيمة المميزة للطاقة، بحيث يكون لدينا الفئة (المجموعة) الكاملة للدوال المميزة للطاقة المستقلة خطيا u_n وما يناظرها من قيم مميزة للطاقة E_n . إن الحقيقة الرياضياتية في كل الأدوات التفسيرية

لميكانيكا الكم تقضي بأن مجموعة الحالات المميزة لأي كمية فيزيائية ممكنة القياس تشكل فئة كاملة complete set. ويقصد بهذا أن أي دالة ذات سلوك حسن يمكن التعبير عنها في شكل تجميع خطي للدوال المميزة. وبصورة خاصة، يمكن فك الدالة الموجية Ψ (t) لمنظومة فعلية عند زمن t إلى دوال مميزة للطاقة un:

$$\Psi (t) = A_1 (t) u_1 + A_2 (t) u_2 + A_3 (t) u_3 + ... , \qquad (4.29)$$

حيث تحمل المعاملات A_n (t) التغير الزمني، والدوال المميزة تعتمد على الفراغ وليس الزمن. تعتمد الدالة الموجية Ψ والدوال un جميعها على المتغيرات الفراغية، ولكننا لن نبين هنا تلك المتغيرات، لنفترض أننا نعرف الدالة Ψ (0) في اعتمادها على متغيرات فراغية في زمن ابتدائي ما $t = 0$، ونعرف من ثم معاملات المفكوك An (0) في ذلك الزمن الابتدائي. إلا أن المرء يستطيع بسهولة أن يبين من المعادلتين (4.18) و (4.19) أن المعامل An (t) عند زمن عام τ يرتبط بقيمته عند زمن $\tau = 0$ بالمعادلة البسيطة:

$$A_n (t) = A_n (0) \exp (- i E_n t / \hbar) \qquad (4.30)$$

بهذا يمكن حل مسألة التطور الزمني للدالة الموجية للمجموعة - بقدر ما يمكن حل مسألة القيمة المميزة للطاقة . طبعا ، قد يبدو هذا الانتصار أجوف خادعًا لأن حاصل الجمع في المعادلة (4.29) يحتوي نموذجيا على عدد لا نهائي من الحدود. لكن هذا الحل الشكلي يوفر تبصّرات عديدة ويفيد كأساس لطرق التقريب المختلفة.

من المهم أن نلقي نظرة على التطور الزمني لأبسط الحالات على الإطلاق، وهي حالة جسيم متحرك بحرّية، حيث $V = 0$. لمزيد من التبسيط، اعتبر حالة حركة أحادية البُعد كلاسيكيا، إذا بدأ الجسيم حركته في لحظة زمنية $t = 0$

من موضع ابتدائي x_0 وكمية تحرك ابتدائية P_0 ، فإن كمية التحرك عند زمن آخر t تظل ثابتة ويتغير الموضع طبقا للعلاقة $x(t) = x_0 + P_0 t/m$. أما في ميكانيكا الكم فإننا نتعامل مع توزيعات احتمالية. ليكن $<x>_t$ و $<P>_t$ هما على التوالي الموضع المتوسط وكمية التحرك المتوسطة عند زمن t . بالمثل، اعتبر $<x^2>_t$ و $<P^2>_t$ هما متوسطي مربع الموضع ومربع كمية التحرك عند زمن t . المناظر الكمي للثبات الكلاسيكي في كمية التحرك يوضح أن توزيع كمية التحرك لا يتغير مع الزمن في حالة جسيم حرّ. لهذا فإن $<P>_t = <P>_0$ و $<P^2>_t = <P^2>_0$. لكن متوسط الموضع لا يتغير مع الزمن، وهو يتصرف هكذا بنفس طريقة تغير الموضع الكلاسيكي بدلالة المتوسطات:

$$<x>_t = <x>_0 + <P>_0 t/m$$

الأهم هو متوسط مربع الانحراف في الموضع، وهو ذلك المفهوم الذي لم ينشأ في الحالة الكلاسيكية. متوسط مربع الانحراف هو مقياس لانتشار التوزيع الاحتمالي كثيرا ما يقال عن هذا التوزيع أنه بمثابة وصف لدفعة أمواج wave packet، ويمكن تصوره على أنه اضطراب متحرك، كوحدة متماسكة في وقت واحد من غير تجزيء، خلال الفراغ، بينما يتغير شكله كذلك بمرور الزمن. ونعرف متوسط مربع الانتشارات في الموضع وكمية التحرك على النحو التالي:

$$<\Delta x^2>_t = (<x^2>_t) - (<x>_t)^2 \quad ; \quad <\Delta P^2>_t = (<p^2>_t) - (<P>_t)^2$$

من السهل إيضاح أن متوسط مربع الانتشار في الموضع يتغير مع الزمن طبقا للمعادلة:

$$<\Delta x^2>_t = <\Delta x^2>_0 + bt + <\Delta P^2>_0 t^2 / m^2$$

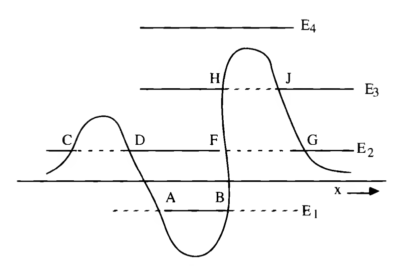
المعامل b في الحد المتغير خطيا مع الزمن يعتمد على تفاصيل أخرى للدالة الموجية الابتدائية ، وليست له أهمية خاصة هنا. أما الحد الأخير فيحظى بالأهمية، حيث يكون معامل t^2 موجبا بالضرورة. وهكذا، وبصرف النظر عن إشارة b، يحدث بعد فترة زمنية طويلة بقدر كاف أن تتحرك دفعة الأمواج وتتسع أيضا. هذا يعني أن الجسيم «ينتشر» على نحو متزايد، في نهاية الأمر، مع مرور الزمن، كيفما تموضعت الحزمة عند زمن ابتدائي ما.

ظاهرة النفق

افترض أن جسيمًا يتحرك في بُعد واحد في الجهد $V(x)$ المبين في شكل (4.2) . قد اخترت دالة الجهد المتذبذبة والمعقدة على النحو المبين في الشكل لتساعد على توضيح قسمات مهمة معينة لمسألة القيمة المميزة للطاقة. وسوف نرغب في المقابلة بين المقاربتين الكلاسيكية والكمية (لإظهار الفرق بينهما).

الحواجز الكلاسيكية

تتغير طاقتا الحركة والموضع لجسيم، في المنظور الكلاسيكي، طوال حركته في مداره، لكن حاصل جمعهما $E = K + V$ هو ثابت الحركة. وبما أن طاقة الحركة $K = P^2/2m$ تكون بالضرورة غير سالبة، فإن الجسيم الكلاسيكي الذي طاقته E لا يستطيع أن يتحرك إلا في مناطق من الفراغ تحقق العلاقة $V(x) \leq E$. يتغير الجهد على منحنى الطاقة مع تغير x ، لكن إجمالي الطاقة E، نظرًا لأنه ثابت الحركة ومن ثم لا يعتمد على x ، يمثل بخط أفقي مستقيم.



شكل (4.2) : دالة جهد تخيلية $V(x)$ ، مصممة لأغراض تعليمية (المنحنى المتصل) . الخطوط الأفقية من E_1 حتى E_4 تناظر الطاقات الكلية المختلفة ، الحركة + الجهد

أول شيء يقال هو أن الطاقات E الأعلى من القيمة الصغرى للجهد تعتبر ممكنة كلاسيكيا. وما تكون عليه الطاقة بالفعل تحدده شروط ابتدائية. لنعتبر إذن عدة اختيارات مختلفة للطاقة E.

(1) عندما تكون الطاقة $E_1 < 0$ كما في الشكل، لا يستطيع الجسيم أن يتحرك إلا في منطقة محددة بين «نقطتي التحول» turning عند A و B. يقال عندئذ أن الجسيم يتحرك في مدار مقيد bound orbit. إذا كان الجسيم متحركا في لحظة ما إلى اليمين فإنه سيصل في النهاية إلى سكون لحظي عندما يصل إلى النقطة B. وعندئذ يدور حول المنعطف متحركا إلى النقطة A، ثم يرجع مرة ثانية، وهكذا دواليك ذهابا وإيابا بين نقطتي الرجوع (التحول). تم رسم خط الطاقة E_1 متصلاً في النطاق المسموح ومتقطعا في النطاق المحظور كلاسيكيا.

(2) عندمـا تكون الطاقـة E_2 كمـا هو مـوضح في الشكل، يوجـد ثلاثة نطاقـات مـدارية غيـر مـتصلة. النطاق الأول غيـر مـقيـد unbounded بين سـالب ما لا نهاية ونقطة تحول عند C. ونطاق آخر غير مقيد بـين موجـب مـا لا نهاية ونقطة تحـول عند C. أمـا النطاق الثـالث فـهـو مـدار مقـيـد بين نقطتي تحـول عند D و F. إذا حدث في لحظة ابتدائيـة مـا أن بدأ الجـسيم حركته على يسار C ولكن جهة اليمين فإنه سيصل إلى نقطة التحول عند C، ثم يرجع ويتحرك في اتجاه سـالب ما لا نهاية؛ وإذا كان منذ البداية متحركا في جهة اليسار، فإنه يتجه مباشرة على استقامته إلى سالب مـا لا نهاية. تنسحب نفس الملاحظات على جسيم يبدأ من على يمين G، حيث يتجه في حركته إلى موجب مالا نهاية، سواء كان ذلك مباسرة أو بعد أن ينعطف عند G. المدار فيمـا بين D و F مـدار مقـيـد كمـا في حالـة الاختيـار السـابق (1)، حيث تكون للجـسيم في مـثل هذا المـدار طاقـة كـافيـة لهـروبـه إلى زائد أو ناقص مالا نهايـة، لكنـه لا يستطيـع أن يمـر خـلال الحاجـزين البينيـين. بالمثـل لا يستطيع جسيم أن ينتقل مـن إحدى المنطقتـين غير المقيدتين إلى الأخرى، حيث توجد حواجز بينها.

(3) عنـدمـا تكون الطاقـة E_3 كـمـا هو مـبـين بالشكل، يوجـد نطاقـان مـداريان غيـر مقيـدين، نقطة التحـول لأحدهمـا تقع عند H وللآخر عنـد J ، ولا يوجد بينهما اتصال لوجود حاجز بينهما.

(4) عندمـا تكـون الطاقـة E_4 أعلـى من النهاية العظمى للجهـد، يوجـد نطـاق مداري وحيد ممـتد مـن سالـب ما لا نهايـة إلـى موجـب مـا لا نهايـة، ولا توجد نقـاط تحـول. فإذا تحـرك جسيم من أقصى اليسـار فإنه سيظـل متحركا باتجاه موجب مـا لا نهاية؛ وبالعكس، إذا بدأ الحركة من جهة اليمين فإنه سيظل متحركا باتجاه سالب ما لا نهاية. فلا يوجد رجوع للجسيم.

حالة ميكانيكا الكم

أول ما يجب أن يقال هنا هو أن ميكانيكا الكم، بالرغم من أطوارها الغريبة ، تتقاسم مع الميكانيكا الكلاسيكية خاصية أن قيمة الطاقة E لا يمكن أبدًا أن تقل عن النهاية الصغرى لطاقة الجهد V_{min} . من ناحية أخرى، بينما تكون جميع قيم الطاقة E الأعلى من V_{min} مسموحة كلاسيكيا ومعتمدة على الجهد في ميكانيكا الكم ، فإن الطيف يمكن أن يكون متميزا (منفصلا)، أو متصلا، أو خليطا. ولسوف نقصر أنفسنا في العرض الحالي على قسمين عريضين من أقسام الجهد:

(1) الجهود التي تزداد باتجاه سالب ما لا نهاية كلما ازدادت x باتجاه موجب أو سالب ما لا نهاية : $V(x) \rightarrow +\infty$ كلما $|x| \rightarrow \infty$. كلاسيكيا، جميع المدارات الموجودة في أي من هذه الجهود تكون مقيدة. وفي ميكانيكا الكم، سيكون طيف الطاقة متميزا (منفصلا) discrete (أي أن القيم مكماة quantized)، بمعنى أن تكون القيم المميزة للطاقة منفصلة بصورة محددة.

(2) الجهود التي تتلاشى كلما اتجهت x نحو سالب وموجب ما لا نهاية: $V(x) \rightarrow 0$ كلما $|x| \rightarrow \infty$. ينتمي الجهد المبين في شكل (4.2) إلى هذا القسم (النوع). في هذه الحالة يكون الطيف متصلا لجميع قيم الطاقة الأعلى من الصفر ، $E > 0$. وإذا كانت النهاية الصغرى للجهد موجبة ، $V_m > 0$ ، فإن الأمر يصل إلي نهايته؛ لا توجد قيم مميزة عندما تكون $E < V_{min}$ ، ومن ثم لا توجد قيم مميزة عندما تكون $E < 0$ إذا كانت V_{min} سالبة لبعض نطاقات x ، فربما توجد، أو لا توجد، قيم مميزة فى المدى $V_{min} < E < 0$. وإذا وجدت فإنها تكوّن طيفا منفصلا discrete.

هناك الكثير من التعليقات العامة، ولكي نستحضر بعض النقاط الإضافية دعنا نعد الآن إلى منحنى الجهد الخاص المبين في شكل (4.2)، وسوف نعتبر مرة ثانية عدة نطاقات مختلفة للطاقة.

افترض للنطاق $E < 0$ أن هناك على الأقل حالة واحدة مقيدة، وربما أكثر لتكن E_1 قيمة مميزة لطاقة حالة مقيدة. سوف تكون الدالة المميزة عموما مركزة في المنطقة المسموحة كلاسيكيا بين نقطتي التحول الكلاسيكيتين A و B . لكن تلك الدالة سوف تمتد أيضا في النطاقين المحظورين على يسار A وعلى يمين B . أي أنه سوف توجد احتمالية محددة لوجود الجسيم في منطقة محظورة كلاسيكيا! هذه هي النقطة الرئيسية هنا؛ يستطيع الجسيم أن يخترق أماكن محظورة كلاسيكيا.

يكون الطيف متصلا لجميع قيم E الأعلى من الصفر ، $E > 0$ ، ولكن توجد هنا أيضا في هذا النطاق بعض الملامح الميكانيكية الكمية الغريبة. وسنعود إلى ذلك حالا. افترض أنه عند زمن ابتدائي ما تكونت حالة تراكب لحالات طاقية مميزة تنتشر فيها الطاقات في نطاق ضيق حول قيمة الطاقة E_2 الموضحة في الشكل. التوزيع الاحتمالي المصاحب لهذه الدالة الموجية - أو دفعة الأمواج packet - سوف يتحرك كمجموعة متماسكة في وقت واحد ويتغير الشكل مع تغير دالة الزمن. رتب هذا التوزيع الدالي بحيث تبدأ دفعة الأمواج من أقصى يسار النقطة C وتتحرك إلى اليمين. تمثل دفعة الأمواج، من حيث التركيب، جسيما ذا طاقة E_2 محددة تقريبا. مثل هذا الجسيم سوف يندفع بعنف، من الناحية الكلاسيكية، في مواجهة نقطة التحول عند C ويعود أدراجه. من منظور ميكانيكا الكم، تبدأ دفعة الأمواج، كلما اقتربت من نطاق «الإحساس» بالجهد، في الانشطار

(الانفلاق) إلى جزأين: أحدهما ينعكس في النهاية نحو سالب ما لا نهاية، والآخر يتحرك مارا بالنقطة G في اتجاه موجب مالا نهاية. وبهذا توجد احتمالية محددة لحدوث تسلل عبر نفق tunneling – انتقال (تسرّب) عبر حاجز كلاسيكي. والواقع أنه يوجد حاجزان من هذا النوع يمكن اختراقهما بالطاقة التي نناقشها هنا لا يزال هناك ملمح مهم ينبغي ملاحظته من بين ملامح ميكانيكا الكم. افترض أن دفعة الأمواج the packet مركزة في البداية في نطاق مدار أسير كلاسيكي بين D و F. من الناحية الكلاسيكية، سوف يظل الجسيم بالطبع أسيرًا في ذلك النطاق. أما من ناحية ميكانيكا الكم فإن دفعة الأمواج سوف تتسرب (تتسلل) بمرور الزمن، حيث يتحرك جزء منها نحو سالب مالا نهاية ويتحرك الجزء الآخر نحو موجب ما لا نهاية. إن هذا نوع من عملية تحلل إشعاعي.

عند الطاقة E_3 المبينة في الشكل، توجد نفس ظواهر الاختراق والانعكاس كما في حالة الطاقة E_2 السابقة، ولكن في وجود حاجز وحيد فقط ينبغي شق نفق خلاله.

عند الطاقة E_4 الممثلة لأي طاقة في النطاق $E > V_{min}$ لن تواجه دفعة الأمواج أي حواجز. الجسيم الكلاسيكي القادم من أقصى اليسار سوف يبحر في اتجاه اليمين نحو موجب ما لا نهاية، والعكس بالنسبة للجسيم الآتي من أقصى اليمين. أما في ميكانيكا الكم فيوجد انعكاس واختراق ايضا، حتى ولو لم يكن هناك حاجز. أي أن دفعة الأمواج القادمة من أقصى اليسار تبدأ في الانشطار كلما اقتربت من النطاق الذي تشعر فيه بوجود الجهد، حيث يسبح في النهاية جزء من هذه الدفعة الموجية باتجاه أقصى اليمين وينعكس الجزء الآخر مرتدا باتجاه أقصى اليسار؛ ويحدث الشيء نفسه بالنسبة لدفعة الأمواج القادمة من أقصى اليمين.

لنا هنا كلمة عن المصطلحات. غالبا ما يطلق مصطلح «حالات مقيدة» على الحالات المميزة المناظرة لطيف منفصل (أو للجزء المنفصل من طيف مخلوط)؛ وغالبا ما يقال «مستويات طاقة energy levels بدلا من قيم مميزة للطاقة energy eigenvalues. وبالنسبة للطيف المتصل (المستمر) فإن السؤال عن طاقاته المسموحة غير ذي بال، لأن هذه الطاقات كلها مسموحة في كل مدى الطيف المتصل. وبالأصح، بالنسبة لأي طاقة معلومة، يوجد اهتمام بالمعلومات التي تحملها دالة مميزة بخصوص ظاهرتي الاختراق (الانتقال) والانعكاس. وتعمم الأخيرة في الأبعاد الثلاثة على ظاهرة الاستطارة (التشتت) scattering. عندما يدخل شعاع من الجسيمات ذات طاقة معلومة في مجال قوة مميزة بجهد ما، فإن الجسيمات تتشتت في مختلف الاتجاهات. ما هي احتمالات الاستطارة (التشتت) كدالة في الطاقة وفي زاوية الاستطارة؟ سوف نعود إلى هذه الموضوعات فيما بعد في سياق أرحب لتفاعلات تصادم الجسيمات.



5

بعض كلاسيكيات الكم

يشير عنوان هذا الفصل إلى أننا سوف نعرج بسرعة على عدد من المسائل البسيطة نسبيًا، إما لأهميتها في حد ذاتها، أو لفائدتها الممتازة في توضيح قضايا نظرية الكم. وفي جميع الأحوال، سوف نركز في هذا الفصل على جسيم وحيد لا نسبوي كتلته m.

الجسيم الحر

افترض أن الجسيم لا يقع تحت تأثير أي قوى على الإطلاق. في تلك الحالة يكون الجهد V ثابتًا ونستطيع أن نعتبر قيمته مساوية للصفر. ونظرًا لأن الطاقة حركية صرفة، ومن ثم تكون متناسبة طرديا مع مربع كمية التحرك، فمن الواضح أن الطاقة وكمية التحرك كميتان

إذن ماذا يحدث هنا؟ الاجابة هي أن ميكانيكا الكم غريبة الأطوار.

المؤلف

تبادليتان. لذا دعنا أولا نلق نظرة على مسألة القيمة المميزة للطاقة، وليكن ذلك في البداية لحالة أحادية البعد. الحالة المميزة u_p المناظرة للقيمة المميزة لكمية التحرك p هي في الوقت نفسه حالة مميزة لمؤثر هاميلتون (الهاميلتونيان) الحر، والقيمة المميزة هي $p^2/2m$ طبقا للمعادلة (4.13) تكون دالة كمية التحرك، حتى بلوغ ثابت مضاعِف غير ذي بال في المناقشة الحالية، هي:

$$u_p(x) = \exp(ipx/\hbar)$$

ويمكن التحقق مباشرة من أن هذا هو حل معادلة القيمة المميزة للطاقة ذات القيمة المميزة للطاقة الموضحة أعلاه؛ وهي تحديدًا:

$$-(\hbar^2/2m)\, d^2 u_p / dx^2 = Eu_p \quad , \quad E = p^2/2m.$$

لكن لاحظ وجود انحلال طاقي ثنائي (ذي جزأين) two - fold energy degeneracy. فالطاقة E تحدد فقط مقدار كمية التحرك، أما إشارة p فمن الممكن أن تكون موجبة أو سالبة. ويمكننا التوفيق بالجمع بين كل هذا على النحو التالي.عندما تكون الطاقة موجبة ومعلومة، فإنه توجد حالتان مميزتان مستقلتان خطيا هما exp (ikx) و exp (-ikx) . هنا k كمية موجبة معرفة بالمعادلة.

$$k = \sqrt{2m\,E/\hbar^2} \qquad (5.1)$$

الحل العام لمعادلة القيمة المميزة للطاقة بالنسبة للطاقة E هو التجميع الخطي:

$$u_E = A\exp(ikx) + B\exp(-ikx) \qquad (5.2)$$

إذا كان $B = 0$، فإن الحل يصف جسيما له طاقة محددة E، وله أيضًا كمية تحرك موجبة ومحددة هي $p = \hbar k$. وإذا كان $A = 0$ فإن الحل يصف جسيما له كمية تحرك سالبة $p = -\hbar k$. وتكون الحالة العامة المميزة للطاقة

عبارة عن تجميع لهاتين الحالتين المميزتين للطاقة. أما قياس كمية التحرك فستكون له نتيجتان ممكنتان: حركة إلى اليمين وحركة إلى اليسار باحتمالين نسبيين في النسبة $B^* B$ /$A^* A$.

وبالنسبة لجسيم حر في ثلاثة أبعاد، فهي مرة ثانية الحالة التي تكون فيها الطاقة وكمية التحرك كميتين تبادليتين، لكن كمية التحرك هنا ثلاثة متجهات. الحالة المميزة لكمية التحرك المناظرة لمتجه القيمة المميزة p تعطى بواسطة دالة أسية للمعادلة (4.14). هذه الدالة أيضًا حالة مميزة لطاقة ذات قيمة مميزة $E = p^2/2m$. لم يكتب الرمز p هنا بطبعة ثقيلة bold face لأنه يمثل مقدار المتجه **p**. وبما أن الطاقة تعتمد فقط على هذا المقدار فإنه توجد درجة انحلال لا نهائية - أي أن المتجه **p** يمكن أن يكون في أي اتجاه. وبالنسبة لطاقة معلومة E (ومن ثم مقدار معلوم p) تكون الحالة العامة المميزة للطاقة عبارة عن تراكب الصيغ الأسية للمعادلة (4.14)، مأخوذا في جميع اتجاهات **p**.

جسيم في صندوق

حالة بُعد واحد

يمكن أن نعتبر صندوقا أحادي البعد ليكون منطقة على طول المحور x محددة بجدارين لا نهائيين عند طرفيها. الجدار الذي نتصوره ذهنيا من النوع المثالي الذي لا يمكن اختراقه، ويوجد حيثما يرتفع الجهد فجأة إلى موجب ما لا نهاية. هذه القفزة اللانهائية في الجهد تناظر قوة تنافر لا نهائية الشدة عند الجدار. وبالرغم من وجود غرائب أخرى لميكانيكا الكم، فإن هذا التصور الذهني يفيد في أنه يحتوي جسيما في حالة مماثلة لسلوكه كلاسيكيا. ذلك أن الجسيم الكمي ذاته لا يستطيع أن يخترق نفقا عبر جدار لا نهائي. والجدار يفرض شرطا حديا على الدالة الموجية؛ وهذه الأخيرة

ينبغي أن تتلاشى عند الجدار. افترض إذن أن هناك جدارًا عند $x = 0$ وجدارًا آخر عند $x = L$، وافترض أن الجسيم يتحرك بينهما بحرية دون تأثير أي قوة $(V = 0)$. الحل العام لمعادلة القيمة المميزة للطاقة داخل الصندوق يكون تمامًا كما في المعادلة (5.2). وبقدر ما تؤخذ الرياضيات في الاعتبار، يكون الثابتان (المركَّبان) A و B اختياريين. لكن علينا الآن أن نفرض الشروط الحدية. وللوفاء بالمتطلب عند $x = 0$ يجب أن نضع $B = -A$، وعندئذ نلاحظ أن الفرق بين الصيغتين الأسيتين في المعادلة (5.2) يكون متناسبا مع الدالة الجيبية المثلثية. وباتخاذ C ثابتا اختياريا جديدًا ينتج أن:

$$u_E(x) = C \sin kx$$

لكل الحل يجب أن يتلاشى أيضًا عند $x = L$، وهو ما يتطلب أن يكون $\sin kL = 0$. من المعروف جيدًا أن الدالة الجيبية تتلاشى عندما تكون الإزاحة الزاوية لها مضاعفات صحيحة للكمية π. لهذا فإن قيم k المسموحة هي:

$$k_n = n\pi / L, \qquad n = 1,2, ..., \infty$$

ونجد، على التناظر، أن القيم المميزة للطاقة والمناظرة للدوال المميزة (كلها الآن ممهورة بالعدد الصحيح الدليلي n) هي:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n^2, \ u_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \left(\frac{n\pi}{L} x\right), \ n = 1, 2, 3,... \quad (5.3)$$

تم اختيار المعامل الموجود في مقدمة الدالة الموجية لجعل الدالة المميزة معيارية.

الحالات المميزة والطاقات ممهورة (مرقمة) بالعدد الصحيح n، حيث يتراوح من الواحد إلى ما لا نهاية، وهناك لا نهائية قابلة لعدّ الحالات المقيدة. لاحظ بالنسبة للصندوق أن الطاقات تنمو بدون حد طالما أن العدد الصحيح n يزداد ليصبح أكبر فأكبر. كذلك تنمو مع n القيمة المطلقة للفرق بين كل مستوى والمستوى المجاور له، حيث $\Delta E_n = E_{n+1} - E_n$. إلا أن

التغير الكسري fractional يصير أصغر مع زيادة n. وعندما تكون n كبيرة فإن التغير الكسرى يعطى تقريبًا بالعلاقة $\Delta E_n / E_n = 2/n$، ويصبح صغيرًا لقيم n الكبيرة. بهذا المعنى يكون الطيف كأنه متصل تقريبًا بالنسبة للطاقات الماكروسكوبية (حيث n كبيرة جدًا).

توضح هذه المسألة البسيطة كيف يمكن أن يؤدي متطلب السلوك الحسن إلى تعميم القيم المميزة. وقد كان المتطلب هنا وجوب تلاشي الدالة الموجية عند الجدارين. أما في عدم وجود الجدارين فإن السلوك الحسن يكافئ على نحو أكثر نموذجية ضرورة أن تكون الدالة الموجية مقيدة، بمعنى أنها لا تنمو كثيرًا إلى ما لا نهاية كلما اقترب $|x|$ من اللانهاية.

حالة الأبعاد الثلاثة

اعتبر الآن صندوقا ثلاثي الأبعاد، على هيئة مكعب طول ضلعه L وأحد أركانه عند نقطة الأصل $(x, y, z) = (0, 0, 0)$. لنفترض الآن مرة ثانية أن الجسيم يتحرك داخل الصندوق متحررًا من تأثير أي قوى، ويقتضي الأمر أن تتلاشى الدالة الموجية تمامًا عند الجدران الستة. يمكن حل هذه المسألة بسهولة مماثلة تمامًا لما اتبع في حالة البعد الواحد. تُرقم القيم المميزة والدوال المميزة بثلاثة أعداد دليلية صحيحة غير سالبة n_1 ، n_2 ، n_3. ونجد أن:

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} \left(n_1^2 + n_2^2 + n_3^2\right), \tag{5.4}$$

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \sqrt{\frac{8}{L^3}} \sin\left(\frac{n_1 \pi}{L} x\right). \sin\left(\frac{n_2 \pi}{L} y\right). \sin\left(\frac{n_3 \pi}{L} z\right)$$

سوف نفيد من هذه النتيجة بعض الشيء فيما بعد.

المتذبذب التوافقي

يظهر المتذبذب التوافقي harmonic oscillator بصور مختلفة في فروع عديدة من العلم. وهو يصنف ضمن الكلاسيكيات العظمى للعلم لهذا السبب، بالإضافة إلى قيمته التعليمية.

حالة البعد الواحد

جهد المتذبذب يناظر قانون القوة $F(x) = -Kx$، حيث K بارامتر موجب يسمى «ثابت الزنبرك» [أو ثابت القوة]. وبتقريب جيد، يصف هذا القانون قوة الاسترداد (الاسترجاع) التي تؤثر على الكتلة المتصلة بالزنبرك الحقيقي عندما تحدث له استطالة (أو انضغاط عندما تكون $x < 0$) خلال مسافة x. طاقة الجهد هي $V(x) = K x^2/2$. لاحظ أن الجهد ينمو بغير حدود كلما ازداد مقدار x أكثر وأكثر. لهذا يمكننا أن نتوقع بالحدس سلفا أن طيف الطاقة في عرف ميكانيكا الكم سيكون طيفا منفصلاً discrete تمامًا. ومن المناسب هنا إذن أن يستبدل البارامتر K ببارامتر ترددي ω يعرّف بالمعادلة $\omega = (K/m)^{\frac{1}{2}}$ ، حيث m كتلة الجسيم. وعندئذ يمكن كتابة معادلة الجهد على الصورة.

$$V(x) = \frac{1}{2} m\omega^2 x^2 \qquad (5.5)$$

إذا كان للجسيم صافي طاقة E، فإن حركته الكلاسيكية تقع بين نقطتي تحول (منعطف) عند $x = x_0$ و $x = -x_0$، حيث $x_0 = (2E/m\omega^2)^{\frac{1}{2}}$.
الحل العام لمعادلة الحركة الكلاسيكية هو

$$x(t) = x_0 \sin[\omega(t - t_0)],$$

حيث x_0 و t_0 بارامتران اختياريان بقدر ما يؤخذ قانون نيوتن في الاعتبار. ويحدد هذان البارامتران بالشروط الابتدائية. وحيث إن الدالة الجيبية تتراوح بين 1+ و 1-، فإن هذا الحل يؤكد أن الجسيم يتحرك بين نقطتي تحول عند $x = x_0$ و $x = -x_0$ ، حيث يحدد البارامتر x_0 بواسطة الطاقة E حسب الطريقة الموضحة سابقًا. أما البارامتر t_0 فهو الزمن عند مرور الجسيم بنقطة الأصل (في الاتجاه الموجب). والشيء الرئيسي الذي ينبغي ملاحظته على هذا الحل هو أن الحركة تذبذبية بتردد زاوي ω.

من منظور ميكانيكا الكم، وبعد إعادة الترتيب، تصبح معادلة القيمة المميزة (الخاصة أو الذاتية) للطاقة على الصورة:

$$\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}u - \left(\frac{m\omega}{\hbar}\right)^2 x^2u = 0. \qquad (5.6)$$

هذه المعادلة، كالمعتاد، لها حلول لأي قيمة من قيم الطاقة E، لكن هذه الحلول «تتعاظم» على نحو نموذجي، أي أنها تنمو بلا حدود كلما ازدادت x نحو اللانهاية في اتجاه أو آخر. وهناك فقط حل ذو سلوك حسن لطاقات معينة E_n، يناظر دالة ذاتية مميزة (خاصة) u_n. إنه سلوك حسن جدًا في واقع الأمر، يتضاءل مسرعًا جدًا إلى الصفر كلما أصبح مقدار x كبيرًا. وتعطى القيم الذاتية (المميزة) للطاقة المسموحة بالصيغة المشهورة والبسيطة جدًا.

$$E_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right), \qquad n = 0, 1, 2, 3, ... \qquad (5.7)$$

لاحظ أن المستوى الأرضي له طاقة محددة $E_0 = \hbar\omega/2$. وسوف نسجل فقط القيمة المميزة u_0 للحالة الأرضية، وهي:

$$u_0 = N \exp\left(-\frac{x^2}{2x_0^2}\right), \qquad x_0 \equiv \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \quad (5.8)$$

حيث N ثابت معياري لا نرغب في تحديده هنا تفاديًا للبّس. وبالرغم من أن المعالجة، بدءًا من المعادلة التفاضلية (5.6) وانتهاء بحلها، تشتمل على قدر من الرياضيات المتقدمة، فإن قدرًا ضئيلاً من التفاضل مطلوب أيضًا لتأكيد أن علاقة u_0 السابقة هي الحل عندما يكون $E = E_0 = \hbar\omega/2$. حاول التحقق من فضلك! مما يسترعي الاهتمام هنا أن البارامتر x_0 هو بالضبط نقطة التحول الكلاسيكية المناظرة للطاقة E_0. لاحظ أيضًا أن الدالة الموجية تبدأ في التضاؤل بسرعة بعد نقطتي التحول الكلاسيكيتين. ومع هذا، يوجد احتمال ملموس لوجود جسيم في المناطق المحظورة كلاسيكيا $|x| > x_0$.

حالة الأبعاد الثلاثة

يعطى جهد المتذبذب التوافقي «الكروي» بالمعادلة:

$$V(r) = \frac{1}{2} m\omega^2 r^2, \qquad (5.9)$$

بالتناظر مع قوة التجاذب نصف القطرية $F = - Kr$؛ حيث نعرف ω مرة ثانية طبقا للمعادلة $\omega = (K/m)^{\frac{1}{2}}$. ولأن الجهد «ينفصل» إلى حاصل جمع عدة حدود يعتمد كل منها على إحداثي مختلف من الإحداثيات الكارتيزية ، أي بسبب أن $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ ، فإن حل مسألة الكم ثلاثية الأبعاد يُختزل إلى حل المسألة أحادية البعد التي تعاملنا معها سابقًا. والقيم الذاتية المميزة (الخاصة) eigenvalues هي مجموع الثلاث طاقات في البعد الأحادي؛ والدوال الذاتية (المميزة) هي نواتج ضرب الدوال المميزة المناظرة في البعد الأحادي. ليكن u_n حالات مميزة أحادية البعد يعبر عنها كدوال لواحد أو آخر من الإحداثيات x و y و z. لتكن E_n الطاقات المناظرة في البعد الأحادي. عندئذ تكون الدوال المميزة لمسألة المتذبذب ثلاثي الأبعاد [نطلق عليها $\upsilon(x, y, z)$] ممهورة بالأعداد الدليلية الصحيحة الثلاثة n_1، n_2 ، n_3. وتكون الدوال المميزة والطاقات المناظرة هي:

$$\upsilon_{n_1, n_2, n_3} = u_{n_1}(x)\, u_{n_2}(y)\, u_{n_3}(z)$$

$$E_{n_1, n_2, n_3} = E_{n_1} + E_{n_2} + E_{n_3} = \hbar\omega \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{3}{2}\right) \qquad (5.10)$$

حيث تتراوح الأعداد الصحيحة، مرة ثانية، بين الصفر وما لا نهاية. لاحظ أن الطاقة تعتمد على هذه الأعداد الصحيحة فقط من خلال حاصل جمعها، مما يعني بداهة أنها مميزة بعدد صحيح، ولهذا يمكننا ترقيم الطاقات بحرف دليلي واحد n يعرّف بالعلاقة $n = n_1 + n_2 + n_3$، ويكون:

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{3}{2}\right), \qquad n = 0, 1, 2, 3, ... \qquad (5.11)$$

هذه هي إحدى صور الانحلال degeneracy، حيث يوجد - باستثناء الحالة $n = 0$ - طرق مختلفة لتجزيء العدد الصحيح n إلى حاصل جمع ثلاثة أعداد صحيحة غير سالبة n_3 و n_2 و n_1 . وبالنسبة للمستوى الأرضي، $n = 0$، فلا يوجد انحلال؛ حيث إن $(n_1, n_2, n_3) = (0, 0, 0)$ على نحو فريد لا نظير له Uniquely. لكن بالنسبة للمستوى الأول $n = 1$، توجد ثلاثة تجزيئات: $(1,0,0)$، $(0,1,0)$، $(0,0,1)$. بالنسبة للمستوى $n = 2$، يوجد ستة تجزيئات (تحقق من فضلك !)، وهكذا كلما زاد الانحلال أصبح دليل الطاقة n أكبر وأكبر. كل تجزيء مختلف بالنسبة لمستوى معين n يناظر دالة مميزة مختلفة.

طاقة المستوى الأرضي لمتذبذب كروي هي $3\hbar\omega/2$ ودالته الموجية كما نرى من المعادلتين (5.8) و (5.10) هي:

$$\upsilon_{0,0,0} = N^3 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right), \qquad r_0 = x_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \qquad (5.12)$$

في هذا السياق ثلاثي الأبعاد أعدنا تسمية x_0 لتصبح r_0.

الجهود المركزية عموما

يقال لجهد ما V(r) أنه مركزي central إذا كان يعتمد على x و y و z في صيغة جمعية r فقط، حيث r هي البعد عن نقطة الأصل. ويمكن القول بأن الجهد «متمركز» centered عند نقطة الأصل. كذلك يقال «قوة مركزية» central force للقوة المعبر عنها بجهد كروي؛ وهي تعمل في اتجاه نصف القطر بشدة F = -dV/dr . تعني قيمة F الموجبة أن القوة تنافرية، أي تتجه نحو الخارج، بينما تعني قيمة F السالبة أن القوة جاذبة في اتجاه نقطة الأصل. بالطبع يمكن أن تكون القوة نابذة في نطاقات معينة r، وجاذبة في نطاقات أخرى. ويعتبر جهد المتذبذب الكروي الذي سبقت مناقشته مثالاً لجهد مركزي جاذب فقط.

لا يوجد اتجاه مفضل في الفراغ لجهد مركزي. والفيزياء المصاحبة له ذات تماثل دوراني، فهي لا تتغير تحت دورانات اختيارية حول محور اختياري يمر بنقطة الأصل. وهذا من الناحية الكلاسيكية، يؤدي إلى حفظ (بقاء) كمية التحرك الزاوي **L**: أي أن كمية التحرك الزاوي لجسيم متحرك في جهد مركزي تظل ثابتة في المقدار والاتجاه ما دام متحركا في مداره. وهذا بدوره يعني أن المدار الكلاسيكي يجب أن يقع في مستوى، حيث تكون **L** متعامدة على المستوى. جميع اتجاهات مستوى الحركة ممكنة. ويحدد اتجاه أي مدار معين بواسطة الشروط الابتدائية. كذلك يعني التماثل الدوراني أن جميع اتجاهات مدار ما فى مستوى تكون مسموحة بالتساوى، ويعتمد الاتجاه الخاص على شروط ابتدائية. على سبيل المثال، تتحرك الأرض حول الشمس في مدار إهليلجي خاص (تصادف أن يكون دائريا تقريبًا). المحور الأكبر لذلك القطع الناقص يأخذ اتجاهًا خاصًا في الفراغ، لأن القوة المركزية للجاذبية سمحت له أن يأخذ أي اتجاه آخر في الفراغ؛ وتسمح في الواقع بأي اتجاه آخر للمستوى.

يمكن وصف الصورة الكلاسيكية على نحو أكثر عمومية بالطريقة التالية. إذا كان لدينا جهد ما V ، سواء أكان مركزيا أم لا، فإن قوانين نيوتن للحركة تشمل مدارات عديدة لا حصر لها. ويحدد المدار الذي يشغله جسيم ما، من بين هذه المدارات العديدة، بواسطة شروط ابتدائية. وما يستتبع ذلك كنتيجة لابد منها لبعض التماثل الهندسي، إن وُجد، هي العلاقة التي تربط بين المدارات. وفي حالة التماثل الدوراني، إذا علمت أي مدار فإنك تعرف منه مدارات أخرى بواسطة دورانات اختيارية، على نحو ما شرحنا سابقًا. هذا نفاذ بصيرة قوي!

المكافئ الميكانيكي الكمي لحفظ كمية التحرك الزاوي الكلاسيكية هو أن جميع المركبات الكارتيزية الثلاث لكمية التحرك الزاوي $\mathbf{L}$ التي يمكن قياسها تكون تبادلية مع كمية الطاقة القابلة للقياس. وكما أوضحنا، المركبات الثلاث ليست تبادلية فيما بينها، ولكن L^2 كمية تبادلية مع مركزية $\mathbf{L}$ في أي اتجاه. لهذا فإننا نستطيع، بالنسبة لجسيم متحرك في جهد مركزي، أن نجد حالات مميزة آنية للطاقة أيضًا، بالإضافة إلى حالات L^2 ومركبة $\mathbf{L}$ في أي اتجاه نختاره. دعنا نعتبر أن ذلك الاتجاه هو المحور z. عندئذ سوف تحمل الحالات المميزة الآنية عدد الكم l و m_l [انظر المعادلتين (4.21) و (4.22)]. وسيكون هناك طيف لقيم الطاقة المناظرة لقيم معينة لهذين العددين الكميين. بهدف التبسيط التدويني، افترض أن ذلك الطيف منفصل discrete. عندئذ يمكننا إدخال العدد الكمي الرئيسي n (واقعيا، مجرد دليل معدودات) للتمييز بين الحالات المستقلة خطيا التي لها نفس عددي الكم l و m_l. بهذا يمكن كتابة الحالات الذاتية المميزة الآتية على الصورة u_{n,l,m_l}، ونشير مؤقتًا بالرمز E_{n,l,m_l} إلى الطاقة المناظرة لهذه الحالات.

في حقيقة الأمر، يستطيع المرء بسهولة أن يبين بالنسبة لجهد مركزي أن الطاقة لا تعتمد على m_l، وتحديدًا، أنه يوجد انحلال degeneracy في هذا العدد الكمي. وبناء على ذلك فإن الطاقات $E_{n,l}$ تعتمد فقط على الدليلين n و l. والحالات u_{n,l,m_l} التي عددها $2l+1$ ولها نفس الدليلين n و l مع الاختلاف في m_l يكون لها جميعًا نفس الطاقة. هذا الانحلال هو النظير الكمي للنتيجة الكلاسيكية التي تقضي بأن كمية التحرك الزاوي $\mathbf{L}$ يمكنها أن تتجه في أي اتجاه. ينشأ الانحلال الكمي في m_l من حقيقة أن الجهد المركزي ليس له اتجاه مفضل في الفراغ.

لنكن واضحين بشأن العدد الكمي الرئيسي n. اعتبر أن كل الحالات المستقلة خطيا لها زوج معين مشترك من العددين الكميين l و m_l. سوف يكون لجميع الحالات في هذه الفئة (المجموعة) طاقات مختلفة على نحو نموذجي. والآن يمكن إلحاق عدد معدودات n للتمييز بين الحالات، بحيث تزداد n بزيادة الطاقة. ويعتبر اتخاذ قرار خاص بمعرفة من أين يبدأ العد – أي معرفة العدد n_{min} اللازم لتعيين أقل طاقة – أمرًا من قبيل التسهيل وعلى سبيل الاصطلاح. يفضل القيام أحيانًا باختيارات مختلفة للعدد n_{min} بالنسبة لمختلف قيم l.

يفضل التعبير عن الحالات الذاتية (المميزة) eigenstates بإحداثيات كروية يكون للدوال المميزة فيها البنية التالية:

$$u_{n,l,m_l} = R_{n,l}\,(r)\,(Y_l^{m_l} \quad (\theta, \phi), \tag{5.13}$$

حيث تضمن المعاملات التوافقية الكروية – وهي دوال في الزاوية القطبية θ والسمتية ϕ – أن يكون الحل حالة مميزة لكل من L^2 و L_z. عندما يدخل هذا في معادلة القيمة المميزة (4.1) يصبح من الممكن إيجاد معادلة تفاضلية اختيارية للدالة القطرية R؛ أو الأفضل لحاصل الضرب rR ، على الصورة

$$\frac{d^2\,(rR)}{dr^2} + \frac{2mE}{\hbar^2}\,(rR) = \frac{2mV\,(r)}{\hbar^2}(rR) + \frac{l\,(l+1)}{r^2}\,(rR) \tag{5.14}$$

لقد أخفينا مؤقتًا الدليلين n و l على الدالة القطرية R. تعتمد الحلول ذات السلوك الحسن للمعادلة (5.14) على العدد الكمي لكمية التحرك الزاوي l (وليس على m_l، التي لا تظهر في المعادلة السابقة)، وتتميز هذه الحلول عن بعضها البعض بالعدد الكمي الرئيسي n؛ ومن ثم فإن $R \to R_{n,l}$. وبالمثل $E \to E_{n,l}$.

كالمعتاد، لن نُسأل هنا عن حل هذه المعادلة في الاتجاه الأمامي لأي جهد خاص V. في حقيقة الأمر، لا توجد حلول تحليلية بسيطة متاحة لمعظم الحالات ذات الأهمية الواقعية، وعلى المرء أن يلجأ إلى طرق عددية أو تقريبية. لكن حيثما يوجد حل تحليلي أدناه، فإن بإمكانك إذا رغبت أن تحاول التأكد من صحته.

إن ما يسمى «المعادلة القطرية» radial equation يماثل معادلة القيمة المميزة للطاقة بالنسبة لجسيم متحرك في بعد واحد في جهد V(x)، مع الفروق التالية: (1) يستبدل المتغير x بالمتغير r، الذي يتغير بالطبع في مدى القيم غير السالبة فقط؛ وتستبدل الدالة المميزة أحادية البعد u (x) بدالة حاصل الضرب rR. يجب أن يتلاشى حاصل الضرب هذا عند نقطة الأصل لأن r تتلاشى هناك. ومن ثم فإن هذا الأمر، بلغة البُعد الأحادي، كما لو كان هناك جدار عند $x = 0$، مع تغير x في مدى القيم غير السالبة فقط. (2) بالإضافة إلى ذلك، هذا - بلغة البعد الأحادي، كما لو استبدل الجهد V(x) بالكمية $V(x) + l\,(l+1)\ \hbar^2 /2mx^2$ الحد الزائد يمثل تأثير قوة مركزية طاردة.

الذرة أحادية الإلكترون

هذا هو الأساس الخصب لميكانيكا الكم، بدءًا من بور Bohr إلى شرودنجر إلى ديراك إلى إزاحة لام Lamb shift وكهرودیناميكا الكم. ونقصد بالذرة وحيدة الإلكترون the one - electron atom ذرة الهيدروجين

وما يشبهها hydrogenic atom، وهي أي منظومة مكونة من إلكترون واحد ونواة واحدة: مثل ذرة الهيدروجين الحقيقية، وذرة الهيليوم المؤينة مرة واحدة، وذرة الليثيوم المؤينة مرتين، وهكذا. بالنسبة للفتح المدوي الذي بدأه شرودنجر في ميكانيكا الكم، كما في نظرية الكم القديمة لبور، كان مناسبًا بما يكفي أن تُغفل تحسينات متنوعة، وذلك بالتعامل مع الإلكترون باعتباره جسيما لا نسبويا معرضا فقط للتجاذب الكولومي من نواة نقطية. هذا يغري باتفاق قريب من التجربة، ولكنه ليس اتفاقًا كاملاً بأية حال. على سبيل المثال، النسبة بين جذر متوسط مربع سرعة الإلكترون إلى مقدار سرعة الضوء، في المستوى الأرضي (الأساسي) لذرة الهيدروجين، تساوي $\frac{1}{137}$. وهذا عدد صغير بدرجة تكفي لتبرير توقُّع أن تكون التصحيحات النسبوية صغيرة، كما هي في الحقيقة؛ لكنها ليست ضئيلة لدرجة يمكن معها إهمالها. ثم إن هناك حقيقة تقضي بأن للإلكترون لفًا spin. وهذا في حد ذاته لا يغير مستويات الطاقة إذا لم تكن هناك قوى معتمدة على اللف. لكن مثل هذه القوى موجودة وتُحدث إزاحات بنفس المقدار تقريبًا الذي توفره التصحيحات النسبوية. وقد فضل ديراك أن يضع الأساس لصياغة معادلة نسبوية تمامًا للإلكترون، بدلاً من التعامل مع هذه التصحيحات على نحو متقطع ومنقوص. وكان مسترشدًا في هذا باعتبارات تقضي بترك مسألتي لفّ الإلكترون وطبيعة قوى اللف قابلتين للأخذ والرد. وانبثقت الإجابة مستقلة من معادلته بنجاح مذهل. لكنّ فرحة النجاح لم تكن كاملة تمامًا بسبب وجود تناقضات طفيفة مع التجربة، علمًا بأن هذه التناقضات انتظرت حوالي عقدين بعد ذلك قبل التوصل إلى تحديدها بصورة حاسمة، واشتملت حلولها على مبادئ الكهروديناميكا الكمومية ونظرية المجال الكمي النسبوي للإلكترونات والفوتونات، كما كانت هذه الحلول بمثابة تأكيد للثقة في النظرية الكمية. وسوف نعرف المزيد عن ذلك فيما بعد.

أما الآن فلنعدُ إلى الذرة اللانسبوية المتواضعة التي تتكون من إلكترون وحيد كتلته m وشحنته -e يدور حول نواة نقطية ثابتة شحنتها Ze. وسوف نهمل اللفّ مؤقتًا. الجهد الكولومي هو $V(r) = -Ze^2/r$، ويهبط إلى الصفر كلما أصبحت r كبيرة. لهذا نعلم أن طيف الطاقة يكون مستمرا (متصلا) للطاقات الموجبة، $E > 0$. لكننا هنا سوف نعنى فقط بالحالات المقيدة، $E < 0$. ونظرًا لأن الجهد مركزي فإن بإمكاننا أن نستحضر المعادلتين (5.13) و (5.14) في التعامل مع مسألة القيمة المميزة للطاقة. المعادلة القطرية، نقولها مرة ثانية، لها حلول لأي قيمة من قيم الطاقة E، لكن هذه الحلول ذات سلوك سيىء ill behaved [غير مقبولة] نموذجيا. ومع ذلك، فإنه عند طاقات معينة ذات قيم ذاتية (مميزة) eigenvalues يكون هناك حل واحد مقبول. ويوجد طيف للطاقات والدوال القطرية المناظرة لكل قيمة يأخذها العدد الكمي لكمية التحرك الزاوي l. سوف نُدخل مؤقتا دليل معدودات نشير إليه بالحرف N، حيث N تبدأ من $N_{min} = 0$ فصاعدا مهما تكن قيمة l. عندئذ يمكن إيجاد الطيف الطاقي للحركة المقيدة بالنسبة لعدد كمي معين l على الصورة:

$$E_{N,l} = \frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \frac{1}{(N + 1 + l)^2} \quad , \quad N = 0, 1, 2, 3, ...$$

لاحظ أن الطاقة تعتمد على العددين الصحيحين N و l في حاصل جمعهما فقط. لهذا يمكننا تعريف عدد كمي صحيح n على نحو مفيد ليكون $n = N + 1 + l$ ، حيث n- بالنسبة لعدد كمي معين l- يبدأ من $n_{min} = l + 1$ فصاعدًا. بالمثل، بالنسبة لعدد كمي معين n ، يبدأ العدد الكمي l من الصفر حتى $l_{max} = n - 1$. وبهذه الطريقة الأخيرة في التعبير عن الموضوع تكون طاقات الحالة المقيدة هي:

$$E_n = - \frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad , \qquad (5.15)$$

حيث $n = 1,2,....., \infty$، وبالنسبة لعدد كمي معين n يكون $l = 0, 1, 2, 3.., n-1$ يتم ترقيم الحالات المميزة المناظرة بثلاثة أدلة، أي $u_{n,l,m}$. لاحظ الموقف بالنسبة للانحلال dogeneracy. الطاقة E_n لا تعتمد على العدد الكمي m_l. إلا أن وجود انحلال أيضًا في العدد الكمي l ليس حقيقيًا بالنسبة للجهد المركزي العشوائي. فهذا خاص بالجهدين: الكولومي والمتذبذب الكروي. وبالنسبة لطاقة معينة E_n يمكن أن يأخذ l أيًا من القيم الموضحة أعلاه؛ ولكل عدد l يبدأ العدد m_l من $-l$ إلى l بخطوات الوحدة. وفي مستوى الحالة الأرضية (غير المثارة) حيث $n = 1$ يتخذ l القيمة الوحيدة $l = 0$، ومن ثم لا يوجد هنا انحلال. وعندما يكون $n = 2$ يأخذ l القيمتين $l = 0,1$، وعندما يكون $l = 0$ فإن m_l يساوي الصفر كقيمة وحيدة. أما عندما يكون $l = 1$ فإن $m_l = -1, 0, 1$. إجمالاً، يكون مستوى الطاقة $n = 2$ منحلاً إلى أربعة أجزاء. ويصبح من السهل استنتاج الحالة العامة. فالانحلال d_n للمستوى العاشر هو $d_n = n^2$، حيث نحصل على هذه النتيجة من حاصل جمع الكمية $2l+1$ لكل قيم l بدءًا من الصفر حتى n-1. لكن بالنظر مستقبلاً يجب أن نتذكر أن كل ما ذكرناه حتى الآن لم يتضمن لف الإلكترون.

سوف نسجل هنا الدالة الموجية للحالة الأرضية فقط، وهي بسيطة جدًا:

$$U_{gnd} \equiv u_{1,0,0} = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} \exp(-r/a), \quad a = \frac{a_B}{Z}, \quad a_B = \frac{\hbar^2}{me^2} \quad (5.16)$$

الحل السابق، حتى ثابت مضاعف، هو بالتمام الدالة القطرية $R_{1,0}$. أنت مدعو لإثبات أنه في حقيقة الأمر يحلّ المعادلة القطرية بوضع E مساوية لطاقة الحالة الأرضية. وينقص الحل أسيًّا بزيادة r، ليكون مركزًا أساسًا في حجم نصف قطره يساوي البارامتر a الذي يساوي نصف قطر بور Bohr radiur

مقسوما على بارامتر الشحنة النووية Z. ولتمييز حجم الذرة عندما تكون في حالة ممهورة بالعددين الكميين n و l، يكون من المناسب اعتبار القيمة المتوقعة $\langle \frac{1}{r} \rangle$ كمقياس للحجم المعكوس. وبهذا يكون هناك احتمال لوجود حالة يعتمد فيها بارامتر الحجم على n فقط. وتكون النتيجة لمستوى طاقة ذي رتبة n هي:

$$\langle \frac{1}{r} \rangle_n = 1/n^2a \qquad (5.17)$$

تأسيسًا على هذا القياس يمكن أن يكون حجم الذرة في مستوى الطاقة ذي الرتبة n هو $(n^2/Z)\ a_B$. مع التنبيه على أن نصف قطر بور هو $a_B = 0.53 \times 10^{-8}$ cm.

قد يكون مفيدًا هنا، على سبيل الاستنارة، أن نستطرد لمواصلة الإثبات بواسطة الأبعاد. فإذا اعتبرنا مسألة القيمة المميزة للطاقة لذرة أحادية الإلكترون نجد أنها تتضمن بارامترين فقط هما: Ze^2 والنسبة $\hbar^2/m$. شحنة النواة لا أبعاد لها، أي أنها عدد صرف ($Z = 1$ للهيدروجين، $Z = 2$ للهيليوم... إلخ). وبما أن e^2/r عبارة عن طاقة، فإن e^2 لها أبعاد [طاقة]. [طول]. ثابت بلانك له أبعاد [طاقة]. [زمن]. الكتلة لها أبعاد $\frac{[\text{طاقة}]\ .\ [\text{زمن}]^2}{[\text{طول}]^2}$. بالجمع بين هذه الكميات يمكننا التحقق من أن البارامترين المذكورين لهما الأبعاد التالية:

$$Ze^2 = [\text{طاقة}].[\text{طول}]\ [\hbar^2/m] = [\text{طاقة}]\,[\text{length}]^2$$

وبناء على ذلك يكون بارامتر الطاقة الوحيد في هذه المسألة هو $(Ze^2) / (\hbar^2/m) = Z^2e^4m/h^2$ وليس أمام مستويات الطاقة أي خيار إلا أن تساوي أعدادًا لا بُعدية مضروبة في هذه الكمية، على النحو الذى تقرّه المعادلة (5.15). بالمثل، يكون لأي كمية لها بعد طولي عدد لا بُعدي مضروب في النسبة $\hbar^2/me^2$. وصيغة نصف قطر بور تؤيد هذا تمامًا. كل هذا يمكن

توقعه مسبقًا، بحيث تختزل مسألة القيمة المميزة إلى إيجاد تلك الأعداد اللابُعدية. والقارئ مدعو لاتباع طريقة مماثلة للإثبات بالأبعاد بالنسبة لمسألة المتذبذب التوافقي.

دعنا الآن نعد إلى مناقشة بعض التعديلات عند اعتبار ذرات شبيهة بالهيدروجين، ويمكن التعامل مع إحداها بسهولة. لقد تعاملنا مع الموضوعات حتى الآن كما لو كنا نتعامل مع مسألة جسيم واحد. واعتبرت النواة ثابتة، وكما لو كانت لا نهائية الكتلة، وكان دورها الوحيد توفير مجال كولومي يتحرك فيه الإلكترون. لحسن الحظ، في ميكانيكا الكم كما في الميكانيكا الكلاسيكية، يمكن بسهولة أن يؤخذ في الاعتبار محدودية (تناهي) الكتلة النووية ويتم التعامل كما ينبغي مع مسألة لها طبيعة جسمين. ويكون الأمر كذلك إذا كانت القوة بين الجسمين تعتمد فقط على المسافة الفاصلة بينهما، كما هي الحال هنا، وما علينا إلا أن نعرف أن كل شيء نفعله لا يستند إلى إطار معملي ثابت وإنما يُعزى إلى إطار مركز كتلة الإلكترون والنواة، وتنسب مستويات الطاقة إلى ذلك الإطار؛ وتختزل مسألة الجسمين فعليا إلى مسألة الجسم الواحد مع اعتبار هذا التغيير الوحيد: الكتلة m في جميع المعادلات هي الكتلة المختزلة reduced mass لمسألة جسمين:

$$m = \frac{m_e M_n}{m_e + M_n} \qquad = m_e \frac{1}{1 + m_e / M_n}$$

حيث m_e هي كتلة الإلكترون و M_n كتلة النواة. وبما أن الأولى أصغر كثيرًا جداً من الثانية فإن الكتلة المختزلة لا تختلف كثيرًا عن كتلة الإلكترون. حتى بالنسبة للهيدروجين، لا يزيد الفرق عن جزء واحد في الألفين. ومع هذا، فإن المختصين في الدراسات الطيفية قادرون تمامًا على اكتشاف مثل هذا التصحيح. على سبيل المثال، إذا أهملنا تأثير الكتلة المختزلة فسوف ينتج من المعادلة (5.15) أن المستوى $n = 1$ لذرة الهيدروجين ستكون له طاقة

مطابقة تماما لطاقة المستوى $n = 2$ في ذرة الهيليوم المؤيَّنة مرة واحدة $(Z = 2)$. لكن هناك تناقضاتٍ ظهرت عمليا بعد إدخال نموذج «بور»، بل إن «بور» نفسه هو الذي تعرف على نشأة هذه الفروق بسبب الاختلاف بين الكتلتين المختزلتين لذرتي الهيدروجين والهيليوم المؤيَّنة مرة واحدة.

إن التأثيرات النسبوية هي التي تسفر عن تصويبات أعمق نبحث عنها في معالجتنا للذرة أحادية الإلكترون، ونذكّر بأن الصيغة الصحيحة لطاقة حركة جسيم كتلته m وكمية تحركه p ، طبقا للمعادلة (2.14)، هي:

$$K = E - mc^2 = \sqrt{(mc^2)^2 + (cp)^2} - mc^2.$$

في حالة السرعات الصغيرة υ لجسيم، مقارنة بسرعة الضوء c ، يكون $\upsilon/c = \dfrac{cp}{mc^2} << 1$. ولتحقيق الترتيب المتقدم في هذه النسبة الصغيرة ينبغي اختزال طاقة الحركة إلى المعادلة المألوفة $K= p^2/2m$. ويلتقط المرء، في تقريب تال، حد التصحيح $p^4/ 8\, m^3\, c^2$. ويمكن إدخال هذا الحد كحد مؤثر مضاف في معادلة القيمة المميزة للطاقة؛ وليس صعبًا أن يتم استنتاج ما يحدثه من إزاحات صغيرة للطاقة بدقة تصل إلى أقل رتبة. لقد حُسبت هذه التصميمات من قبل بعد ميلاد ميكانيكا الكم الجديدة، على الرغم من أنها اكتُشفت بالفعل حسابيًا في إطار ميكانيكا الكم القديمة. والمعالجة النسبوية بأي من الطريقتين لم تكن كاملة أو دقيقة. لا ريب، كما وصفنا سابقًا، في أن التصحيح النسبوي كان يُعامل بالدرجة الأولى على أنه اضطراب صغير.

ثم إن هناك اللف الإلكتروني الذي ينبغي أن يؤخذ في الاعتبار، لأن اللف في حقيقته يعمل على زيادة حيز space الحالات الميكانيكية الكمومية. وأكثر حالات اللف عمومية هي التجميع الخطي لحالات ذات لف «إلى أعلى» على طول محورٍ ما z اختياري ولف «إلى أسفل» على طول ذلك المحور، وبلغة

الرموز المستخدمة في المعادلة (4.24): $m_s = + \frac{1}{2}$ و $m_s = - \frac{1}{2}$ على التوالي. ولمزيد من الاختصار يمكننا أن نعبر عن حالتي اللف هاتين بالسّهمين $\uparrow$ و $\downarrow$. افترض أن لف الإلكترون يتجه إلى أعلى في جميع نقط الفراغ. عندئذ نكتب معادلته الموجية على الصورة: $\mathbf{\Psi} = f(\mathbf{r}, t)\uparrow$، حيث دالة الزمكان f معيارية للوحدة، وحيث f^*f لها التفسير العادي مثل كثافة الاحتمال الفراغية للإلكترون الذي لفه إلى أعلى. وإذا كان اللف كله إلى أسفل في جميع نقط الفراغ فإننا نكتب المعادلة الموجية على الصورة: $\mathbf{\Psi} = g(\mathbf{r}, t)\downarrow$. وبصورة عامة، ستكون الدالة الموجية الفعلية تجميعًا خطيًا ما على الصورة:

$$\mathbf{\Psi} = af(\mathbf{r}, t)\uparrow + bg(\mathbf{r}, t)\downarrow$$

حيث a و b ثابتان معياريان إلى $a^*a + b^*b = 1$. كثافتا الاحتمال الفراغيتان للّف إلى أعلى واللف إلى أسفل هما a^*af^*f و $b^*b\, g^*g$ على التوالي. الاحتمالية النسبية غير المعتمدة على الموضع الفراغي هي ببساطة a^*a / b^*b.

لنرجع الآن إلى مسألة القيمة المميزة للطاقة ونفترض في البداية أن القوة المؤثرة على الإلكترون لا تعتمد على اللف، أي أنها لا تعبأ باللف على الرغم من وجوده كخاصية للإلكترون.

في هذه الحالة يكون اللف **S**، باعتباره كمية فيزيائية ممكنة القياس، تباديًا مع الطاقة؛ ومن ثم يمكننا إيجاد حالات مميزة آنية للطاقة ولمركبة **S** على طول أي محور، وليكن المحور z مثلا. من الواضح أن القيم المميزة للطاقة التي تم الحصول عليها دون أي اعتبار للّف لن تتغير عندما نأخذ اللف في الاعتبار، إلا أن عدد الحالات المميزة سيكون الضعف. وتحديدًا، افترض أننا في غياب اعتبارات اللف قد وجدنا الحالة المميزة $u(x, y, z)$ المناظرة لطاقة E. وعندما اعتبرنا اللف إلى أعلى وإلى أسفل فإن كلا من $u\uparrow$ و $u\downarrow$ ستكونان الآن حالتين

مميزتين لهما نفس الطاقة E . افترض أن الجسيم متحرك في جهد مركزي. بإهمال اعتبارات اللف ستكون له حالتان مميزتان آنيّتان للطاقة: L^2 و L_z، أشرنا إليهما بالرمز u_{n,l,m_l}. لتكن $E_{n,l}$ هي الطاقات المناظرة (في حالة الهيدروجين يوجد انحلال في l، إلا أن هذا نموذجي بالنسبة للجهود المركزية). وبأخذ اللف في الاعتبار، تكتسب الحالات رمزًا دليليًا إضافيا m_s، وبناء عليه يكون الرمز على الصورة u_{n,l,m_l,m_s}. على سبيل المثال، عندما يكون اللف إلى أعلى فإن $u_{n,l,m_l}\uparrow = u_{n,\,l,\,m_l,\,\frac{1}{2}}$ ويمكن كتابة صورة مماثلة للحالة المميزة عندما يكون $m_s = -\frac{1}{2}$ أما الطاقة فهي غير معتمدة على العدد الكمي اللفّي m_s.

القوة الكولومية لا تعتمد على اللف، ولذا فإنها لا تؤثر على مستويات الطاقة. كيف يحدث إذن أن يظهر اللف إلى أعلى في الدراسات الطيفية، على ما هو عليه في الحقيقة؟ تكمن الإجابة في ضرورة وجود قوى معتمدة على اللف وتستطيع تبعًا لذلك أن تمحو الانحلال اللفي. لنأخذ أولاً، على سبيل الإيضاح، الحالة المفترضة لإلكترون بلا لفّ spinless متحرك في جهد مركزي ما، ونعتبر ما يحدث عندما يقع أيضًا تحت تأثير مجال مغناطيسي منتظم $\mathbf{B}$. يتجه تأثير المجال المغناطيسي إلى أعلى في معادلة القيمة المميزة للطاقة، باعتباره حدًا يتناسب مع حاصل ضرب شدة المجال B ومركبة كمية التحرك الزاوي في اتجاه المجال. وبهدف التبسيط، اعتبر المحور z واقعًا على طول اتجاه المجال. هذا الحد الجديد الذي يجب إضافته إلى الجهد V في معادلة القيمة المميزة (4.1) هو:

$$\frac{eB}{2mc} L_z \qquad (5.18)$$

نرى من المعادلة (4.22) أن معادلة القيمة المميزة «المضطربة» perturbed (أي المعادلة في وجود المجال B) لها نفس الدوال المميزة $u_{n,\,l,\,m_l}$ كما في المعادلة «غير المضطربة» unperturbed. لا يغير المجال

الدوال المميزة، لكن الطاقات هي التى تُزاح بمقدار $e B \hbar m_l / 2mc$، مخلِّفة بهذا انحلالاً في العدد الكمي m_l. أي أن مستويات الطاقة E'_{n,l,m_l} في وجود المجال (نميزها بشرطة أعلى الحرف E') تعتمد على m_l وترتبط بالطاقات غير المضطربة $E_{n,l}$ بالمعادلة:

$$E'_{n,l,m_l} = E_{n,l} + \frac{e\hbar B}{2mc} \quad m_l.$$

مستوى الطاقة الذي كان منحلا في m_l في غياب المجال المغناطيسي ينفصل الآن إلى مجموعة مستويات فرعية sublevels $(2l + 1)$ لطاقات مختلفة. ونظرًا لأن المجال المغناطيسي يكون له هذا التأثير، فإنه غالبًا ما يسمى عدد الكم لكمية التحرك الزاوي m_l بالعدد الكمي المغناطيسي (المداري). وتعرف إزاحة مستويات الطاقة الذرية في مجال مغناطيسي باسم «تأثير زيمان» Zeeman effect.

كل ما ذكرناه كان بالفعل متوقعًا في النظرية الكمية القديمة، في عصر اللالَفّ spinless era ذلك أن اكتشاف اللف، الذي تزامن تقريبًا مع ميلاد نظرية الكم الجديدة، انبثق جزئيًا من المشكلات والتساؤلات المتعلقة بتأثير زيمان المذكور أعلاه. وكانت فرضية اللف [أو الحركة المغزلية] قد اقترحت لحل هذه المشكلات. تجري تأثيرات اللف على النحو التالي: المعادلة (5.18) تصف حدّ الطاقة الذي ينشأ من التآثر بين مجال مغناطيسي وكمية تحرك زاوي مداري. إذا افترضت أن للإلكترون لفًا، فإنه يبدو طبيعيا أن تتوقع بالحدس أن يكون هناك تآثر مماثل بين المجال المغناطيسي وكمية التحرك الزاوي اللفي (المغزلي)، وهو حد يشبه تمامًا ذلك الموجود في المعادلة (5.18) ولكن بإحلال S_z محل L_z. ما دام هذا مجرد ظن أو حدس في البداية، دعنا نتوخَّ الحذر ونضرب في معامل ظاهراتي [له علاقة بالظاهرة] g_e تحدده التجربة. وبهذا يكون حد الطاقة المضاف ممثلا لتآثر اللف مع المجال B هو:

$$g_e \frac{eB}{2mc} \quad S_z$$

يسمى البارامتر g_e «عامل لاندي» Landé factor. ويشير الحرف الدليلي إلى أننا نتعامل هنا مع إلكترون.

بصورة إجمالية إذن، ترتبط الطاقات المضطربة بالطاقات غير المضطربة، متضمنة كلا النوعين من التآثر، بالمعادلة:

$$E'_{n,l,m_l,m_s} = E_{n,l} + \frac{e\hbar B}{2mc} \quad (m_l + g_e\, m_s), \qquad (5.19)$$

في غياب المجال المغناطيسي يكون مستوى عددين كميين معلومين n و l هو degenerate = $(2l + 1)$ 2، والعامل الأول 2 يمثل عدد القيم المختلفة للعدد الكمي m_s والعامل الثاني لعدد قيم m_l. يعمل المجال المغناطيسي على انغلاق هذا المستوى غير المضطرب إلى مجموعة مستويات فرعية ذات طاقات مرقمة كما سبق بعددي الكم m_l و m_s.

لقد أصبح معلومًا عمليًا منذ وقت مبكر أن قيمة العامل g هي $g_e = 2$ في حدود شكوك القياس. وكانت هذه القيمة مقبولة ببساطة كحقيقة تجريبية قبل مجيء معادلة ديراك النسبوية، حيث كان انبثاق هذه القيمة تلقائيًا بدقة عالية من معادلة ديراك يمثل أحد الانتصارات العظيمة والمتعددة لهذه المعادلة. العامل 2 بدقة عالية! نعم، ذلك الانتصار غير منقوص، مع أن هذه القيمة ليست مساوية تمامًا للقيمة التجريبية (الأولية)، فنحن نعرف الآن من التجارب ذات الدقة المدهشة أن

$$g_e = 2 \times (1.001159652193 \pm 0.000000000010). \qquad (5.20)$$

الحيود الضئيل جدًا عن الرقم الصحيح لعامل ديراك ينشأ من تأثيرات نظرية المجال الكمية. هذه التأثيرات يمكن حسابها نظريًا بدقة مدهشة أيضًا فنجدها متفقة تمامًا مع التجربة! لكن دعنا نقبل الآن العدد الصحيح 2 باعتباره تقريبًا عمليًا جيدًا جدًا ونعد إلى ما قبل ذرة ديراك مع الأخذ في الاعتبار أولا تلك التأثيرات النسبوية واللّفية الصغيرة.

يوجد تأثير آخر يعتمد على اللف وينبغي التعامل معه، مع أنه لا يفعل شيئًا مع مجال مغناطيسي خارجي. وقد ينشأ هذا التأثير على النحو التالي. في مناط الإسناد الخاص بالنواة، وفي غياب أي مجال مغناطيسي خارجي يكون المجال الكهرومغناطيسي الوحيد الذي يتعرض له الإلكترون هو المجال الكولومي للنواة. لكن دعنا نتخيل أنفسنا الآن جالسين على الإلكترون. طبقًا لمعادلات التحويل النسبوية التي سبق أن نوقشت في الفصل الثاني، لا يوجد فقط، في مناط ذلك الإلكترون المتحرك، مجال كهربي كولومي معدل تعديلاً طفيفًا جدًا، وإنما يوجد أيضًا مجال مغناطيسي لا متلاش (غير زائل) nonvanishing. يمكننا إذن أن نتوقع وجود حدّ تآثر بين ذلك المجال المغناطيسي ولفّ الإلكترون، من نفس النوع الذي ناقشناه سابقًا عندما كان المجال خارجيًا. صافي (إجمالي) تأثير كل هذا يتمثل في ضرورة أن يتضمن الهاميلتونيان الحد الإضافي التالي:

$$\xi(r)\ \{L_x\,S_x + L_y\,S_y + L_z\,S_z\},$$

حيث تعتمد الدالة ξ على اختيار الجهد المركزي V. وفي حالة الذرات شبيهة الهيدروجين يكون:

$$\xi(r) = \frac{Ze^2}{2m^2\,c^2\,r^3}$$

وبما أن حد الطاقة يشتمل على كل من متغيري كمية التحرك الزاوي المداري واللّفي اللذين يمكن قياسهما، فإنه يسمى التآثر اللفي - المداري spin--orbit interaction نفترض أن التعديل النسبوي الذي يدخل في تحديد ξ(r) يعاني من بعض نقاط الضعف التي يغفلها أي استنتاج متسرع. فقد حصل أينشتين نفسه في البداية على عامل عددي خاطئ، ثم حصل عليه «توماس» L. J. Thomas صحيحًا.

تظل الطاقة كمية تبادلية مع L_z و S_z طالما تضمنت معادلة القيمة المميزة للطاقة حد التآثر اللفي - المداري، إلا أنها لا تكون كذلك مع L^2 ولا مع إجمالي كمية التحرك الزاوي الممكن قياسها $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ ، ومن ثم مع J^2 أو أي مركبة من مركبات J، ولتكن المركبة J_z. انظر المعادلتين (4.26) و (4.27) لتذكّر نفسك بإجمالي كمية التحرك الزاوي. الخلاصة إذن أنه يمكن ترتيب الحالات المميزة للطاقة لكي تكون في الوقت نفسه (آنيًا) حالات مميزة لكل من L^2 و J^2 و J_z. بهذا تكون الحالات المميزة للطاقة (نسميها υ_{n,l,j,m_j}) مرقمة بعدد الكم الزاوي المداري l، والعددين الكميين لكمية التحرك الزاوي الكلية j و m_j، وعدد الكم الرئيسي n. نعلم من المعادلة (4.28) أن عدد الكم المداري l لأي j معلومة لا يأخذ إلا قيمتين: $l = j + \frac{1}{2}\ ,\ j - \frac{1}{2}$. ونظرًا لعدم وجود اتجاه مفضّل في الفراغ، فإن بإمكاننا أن نكون واثقين من أن الطاقة بمعلومية n, l, j، لن تعتمد على عدد الكم m_j. ولهذا لا ترقم الطاقات $E_{n,l,j}$ إلا بأعداد الكم الثلاثة الموضحة، وتكون درجة الانحلال هي $2j + 1$. تتقاسم مجموعة حالات الانحلال $2j + 1$ نفس أعداد الكم n, l, j، ولكنها تختلف في m_j، مكونة ما يسميه علماء الأطياف خطًا متعددًا **multiplet**.

يحدث كل هذا على أساس الجهد المركزي الاختياري. أما الجهد الكولومي فهو خاص، وله انحلال إضافي. وقد قابلنا هذا بالفعل عند معالجة الرتبة الصفرية للذرة أحادية الإلكترون، وذلك قبل ظهور التصحيحات النسبوية واللفّية - المدارية. ففي التقريب ذي الرتبة الصفرية يوجد انحلال في l بمعلومية n: حيث تعتمد مستويات الطاقة على عدد الكم الرئيسي n فقط. يستمر هذا إلى حد بعيد مع أخذ التصحيحات السابقة في الاعتبار. الآن تتغير الطاقات المناظرة لعدد الكم n المعيَّن من إحدى قيم j إلى قيمة أخرى بحيث يحدث الانفلاق إلى مستويات فرعية، وتتراوح قيم j بخطوات

الوحدة من $j = \frac{1}{2}$ إلى $j = n - \frac{1}{2}$. لكن بالنسبة لقيمة معلومة من قيم j يوجد انحلال في l: ويكون لكل من $l = j + \frac{1}{2}$ و $l = j - \frac{1}{2}$ نفس الطاقة. باختصار، في حالة ذرة أحادية الإلكترون نجد أن الطاقات E_n لا تعتمد إلا على عددي الكم المذكورين، ويكون الانحلال هو $2\ (2\ j\ +1)$ ، حيث يمثل المعامل الثاني الانحلال المصاحب لعدد الكم m_j بينما ينشأ المعامل الأول 2 من عدد القيم الممكنة للعدد الكمي l بمعلومية j. إليك الآن هذه القيم المميزة للطاقة:

$$E_{n,j} = \frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \left\{ 1 + \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \left(\frac{2n}{2j+1} - \frac{3}{4} \right) \right\}, \qquad (5.21)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

الكمية الموجودة أمام القوسين الهلاليين هي نتيجة الرتبة الصفرية، والكمية المحصورة بين الهلالين تساوي الوحدة زائد حد تصحيحي. والتصحيح في حدود $(Z\alpha)^2$. ويكون هذا التصحيح صغيرًا بدرجة كافية إذا لم يكن العدد الذري Z كبيرًا جدًا. يحدث أن تكون معادلة ديراك للإلكترون النسبوي قابلة للحل تمامًا في حالة الذرة شبيهة الهيدروجين. وتحافظ النتيجة التامة على الملمح الكيفي الرئيسي المذكور أعلاه، وهو وجود انحلال في l لإحدى قيم j. فضلاً عن ذلك، تتفق نتيجة ديراك للرتبة الأولى في $(Z\alpha)^2$ مع الصيغة المذكورة أعلاه، لكنها تمتد لتشمل أيضًا جميع التصحيحات ذات الرتب الأعلى وعندما يكون العدد الذري Z صغيرًا تكون التصحيحات ذات الرتب الأعلى صغيرة جدًا.

إن قياس الطاقات المطلقة من الناحية العملية يشكل صعوبة أكثر من قياس فروق الطاقة. من هنا تظهر الخصوصية المهّمة للسؤال عما إذا كان هناك فصل للطاقة بين الحالات التي لها نفس العددين

الكميين n و j، ولكن لها قيم مختلفة للعدد الكمي l. اعتبر، على وجه الخصوص، الحالات $n = 2$ لذرة الهيدروجين $(Z = 1)$. يوجد هنا خط طيفي ثلاثي three multiplets: $(j, l) = (\frac{1}{2}, 0), (\frac{1}{2}, 1), (\frac{3}{2}, 1)$، رموزه الطيفية على التوالي هي: $S_{\frac{1}{2}}$ ، $P_{\frac{1}{2}}$ ، $P_{\frac{3}{2}}$، حيث يشير الرقم السفلي الدليلي إلى قيمة j. ولأسباب لا داعي للخوض فيها هنا، يمثل الحرف s الحالة الكمية المناظرة للعدد $l = 0$، والحرف p الحالة المناظرة للعدد الكمي $l = 1$. يقضي توقع ديراك بأن يكون للخطين الفرعين $s_{\frac{1}{2}}$ و $p_{\frac{1}{2}}$ نفس الطاقة تمامًا ، بالقيمة الفاصلة المتوقعة من المعادلة (5.21) أو - بدقة أكثر - المتوقعة من صيغة ديراك النسبوية الكاملة.

أحد هذين الاختبارين الأكثر حساسية يعتبر الانحلال المتوقع للخطين $s_{\frac{1}{2}}$ و $p_{\frac{1}{2}}$. فماذا تقول التجربة؟ طال الانتظار حتى أواسط أربعينيات القرن العشرين، منذ نشرت المعادلة (5.21)، ثم منحها ديراك أساسًا أكثر رسوخًا. وجاء أول اكتشاف مؤكد لحدوث فاصل بين هذين الخطين الطيفيين المتقاربين على أيدي «لامب» W. Lamb و«ريذرفورد» R. Retherford وكان ما توصلا إليه هو أن المستوى $p_{\frac{1}{2}}$ يقع أسفل المستوى $s_{\frac{1}{2}}$ بفارق أقل من 10^{-5} إلكترون فولت. ومن المألوف في علم الأطياف أن يعبَّر عن فروق الطاقة ΔE بدلالة التردد f لفوتون تخيلي يحمل تلك الطاقة $f = \Delta E/2\pi h$، حيث ΔE فرق الطاقة و f التردد التكراري العادي. و«إزاحة لامب» Lamb shift، هكذا تسمى، معروفة الآن عمليا بدقة عالية:

$$\text{Lamb shift} = 1057.86 \quad \text{megacycles/sec}$$

وكما كان الحال مع عامل لاندي «الشاذ» g في المعادلة (5.20) - «شاذ» بمعنى أنه يحيد عما تتوقعه معادلة ديراك - فإن وجود إزاحة لامب لها أصولها في نظرية المجال الكوانتية للإلكترونات والفوتونات. وبمجرد أن أعلن لامب كشوفه الأصيلة شرع المعنيون بنظرية المجال في البحث وتمكنوا من تقديم تفسير جيد للموضوع. وتزايدت درجات الدقة العملية والنظرية على حد سواء بصورة ملموسة في السنوات التالية ويواصل الانسجام بقاءه.

لقد خصصنا حيزًا كبيرًا للذرة أحادية الإلكترون لأنها لعبت دورًا رئيسيًا في تطوير ميكانيكا الكم. ولا يزال هناك الكثير مما يمكن أن يقال، على سبيل المثال، عن الإزاحات المستحثة لمستوى بتأثير مجالات كهربية (تأثير شتارك Stark effect)، وعن تأثير زيمان الذي لمسناه من قبل لمسًا خفيفًا، وهكذا. إن صيغة المعادلة (5.19) لتأثير زيمان تتفق جيدًا مع التجربة عند مجالات مغناطيسية قوية، في حين أنها تصطدم بعقبات عندما تكون المجالات المغناطيسية ضعيفة. الصورة محيرة بسبب تأثير الاقتران المداري اللفي spin-orbit coupling الذي أهملته المعادلة (5.19). ففي نطاق المجال الضعيف [نسبيًا] يتحدث المرء عن ظاهرة زيمان «الشاذة» "anomalous" Zeeman effect التي كانت أحجية عصية على الفهم في المراحل المبكرة لنظرية الكم، قبل ظهور تأثير الاقتران المداري اللفي، لكن سرعان ما انتظم كل شيء في مكانه الصحيح.

هناك موضوع واحد أخير ينبغي أن نعرج عليه هنا فيما يتصل بالذرات شبيهة الهيدروجين. لقد تعاملنا مع النواة الذرية حتى الآن باعتبارها نقطة هندسية. والواقع أن النيوترونات والبروتونات التي تتكون منها النواة تمتد

(بالمعنى الاحتمالي الكمي) لتشغل حجمًا ما مميزًا للنواة، فيكون نصف القطر بالتقريب حوالي $R \approx A^{\frac{1}{3}} \times 10^{-13}$ cm، حيث A العدد الكلي للنيوترونات والبروتونات. حجم الذرة أحادية الإلكترون بالتقريب هو a_B / Z، حيث $a_B =$ 0.53×10^{-8}cm. وحتى بالنسبة للأنوية الكبيرة تكون فرصة وجود الإلكترون داخل النواة ضئيلة جدًا، ومن ثم تُعامل النواة بتقريب جيد وكأنها جسيم نقطي، كما فعلنا. لنعتبر الآن الميون muon السالب، وهو جسيم له نفس شحنة الإلكترون ولفه والعديد من خواصه الأخرى -- فيما عدا خاصيتين هما: (1) أنه غير مستقر و(2) أنه أثقل 200 مرة تقريبًا من الإلكترون. وعندما يتنقل الميون في وسط فإنه يؤسَر في مدار ذرى نصف قطر بور له أقل 200 مرة تقريبًا من نصف قطر بور للإلكترون. لهذا يحدث في ذرة ميونية muonic atom، خاصة إذا كان للنواة عدد ذري A كبير وشحنة ذرية Z كبيرة، أن يقضى الميون زمنًا طويلاً داخل النواة، على أن يكون الفرق معلومًا بين الجهد V الذي ينشأ عن شحنة نقطية مفردة وطاقة الجهد التى تشبه في الواقع طاقة الجهد لمتذبذب كروى. يفضل المعلمون هذين المثالين للجهد ومن ثم فإنهما موجودان في دائرة التأثير: يستخدم المتذبذب عندما يكون $r < R$ ، ويستخدم الجهد الكولومي عندما يكون $r > R$، حيث R نصف قطر النواة.

الملف اللولبي اللانهائي

لم تمض بضع سنوات قليلة على اكتشاف ميكانيكا الكم حتى أصبحت مبادؤها الأساسية وخصوصياتها الغريبة مفهومة تمامًا. إلا أنه لا يزال هناك في محيطها مفاجآت مدهشة، حتى في أبسط حدودها المتعلقة بالحركة اللانسبوية لجسيم مفرد. وسوف نناقش هنا على وجه

الخصوص تأثيرًا غريبا لاحظه «أهارونوف» Y. Aharonov و«بوهم» D. Bohm لأول مرة وعرضاه في عمل يحمل اسميهما بعد ذلك بأكثر من ثلاثة عقود.

اعتبر ملفا لولبيا solenoid على هيئة أسطوانة دائرية طويلة ملفوف عليها حلزونيا سلك يغطي طولها بأكمله ويحمل تيارًا كهربيًا. ويكون الملف اللولبي مثاليا إذا كان طوله لا نهائيا. يتولد مجال مغناطيسي فى ملف لولبي لا نهائي infinite solenoid بمرور تيار في السلك، ويكون هذا المجال المغناطيسي محصورًا بأكمله داخل الأسطوانة، ويتجه على طول الملف اللولبي، وتكون شدته منتظمة في كل مكان بالداخل. الشيء المهم بالنسبة للملف اللولبي المثالي هو أنه لا يوجد مجال مغناطيسي خارج الأسطوانة. اعتبر الآن أن مثل هذا الملف اللولبي محاط من الخارج بجدار أسطواني متحد المركز يكون دوره - كجدار مثالي - أن يمنع أي جسيم خارجه من النفاذ إلى داخل الملف. باختصار، بالنسبة لجسيم مشحون موضوع خارج الجدار، ومحكوم بقواعد ميكانيكا الكم، فإن احتمالية وجوده داخل الملف اللولبي تساوي صفرًا، وبالتالي تكون احتمالية تأثيره مباشرة على المجال المغناطيسي المقيد داخل الأسطوانة صفرًا.

لكن حسابات ميكانيكا الكم البسيطة توضح، والتجارب تؤكد، أن السلوك الكمي لجسيم مشحون موجود خارج الملف يستجيب في الواقع لتغيرات شدة المجال المغناطيسي فى الداخل! دعنا نوضح هذا بمثال بسيط يسمح صراحة بإجراء حسابات تحليلية. يتطلب هذا المثال أن نزيل الجدار الأسطواني متحد المركز الذي وصفناه سابقًا، ونستبدله بطارة torus متحدة المركز مع الملف اللولبي وتوضع خارجه. واعتبر أن مادة

جدار هذه الطارة مثالية، بحيث لا يتمكن جسيم موجود بداخلها أن ينفذ إلى خارجها، ولا حتى من منظور ميكانيكا الكم. بهذا، كما حدث من قبل، لا يتمكن الجسيم بكل تأكيد من النفاذ إلى داخل الملف اللولبي. افترض أن الجسيم مشحون. ينبغي أن يقودنا الحدس إذن إلى القول بأن الجسيم لا يستطيع أن يعرف أن هناك في داخل الملف اللولبي مجال مغناطيسي، على الرغم من تأثره بهذا المجال يقينا إذا ما تعرض له. للتأكد من صحة هذا الحدس، دعنا نعتبر مستويات الطاقة لجسيم متحرك داخل الطارة. ولمزيد من المثالية، اجعل الطارة على هيئة عروة دائرية رقيقة جدًا من مادة جوفاء (أشبه بذلك النوع من المكرونة الشريطية المسطحة المجوفة hollow noodle). وتأخذ صيغة مستويات الطاقة شكلاً مبسطًا جدًا في حدود الرّقة القصوى. لتكن Q هي شحنة الجسيم و M كتلته و R نصف قطر عروة الطارة المحيطة بالملف الحلزوني. بذلك يمكن إيجاد تلك الطاقة من المعادلة:

$$E_m = \frac{\hbar^2}{2MR^2}\left(n - \frac{QF}{2\pi\hbar c}\right)^2, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \quad (5.22)$$

حيث F هنا ترمز للفيض المغناطيسي خلال الملف اللولبى ويساوي حاصل ضرب شدة المجال المغناطيسي B ومساحة مقطع الملف اللولبي.

تعتمد الطاقات، بصورة لا تقبل الخطأ، على الفيض المغناطيسي F، وبالتالي على المجال المغناطيسي؛ مع أن الجسيم - من وجهة نظر ميكانيكا الكم - مقيد في منطقة خالية من تأثير المجال. بالطبع، قد صيغت المسألة على نحو مثالى. فيقضي أحد الافتراضات الجوهرية بأن الملف اللولبي مثالي، ويقضي فرض آخر بأن جدار الطارة المحيطة بالملف الحلزوني لا يمكن اختراقها. أما الفرض المضاف الخاص بطارة لا نهائية الرقة فإنه ليس أساسيًا؛ فهو مفروض فقط لتبسيط معادلة

مستوى الطاقة. ذلك أن المثاليات تقليد محمود ومشروع في ميكانيكا الكم. فضلاً عن ذلك، يستطيع المرء في العمل أن ينشئ ملفات لولبية قريبة جدًا من المثالية ولا يتسرب منها إلى الخارج إلا قدر ضئيل جدًا من المجال المغناطيسي، كما يستطيع أن يستحدث جدرانًا قريبة جدًا من المثالية. هناك أمر آخر مهم ينبغى ملاحظته هنا، وهو أنه إذا كان تغير الفيض المغناطيسي F يسبب إزاحة مستويات الطاقة، فإنك تلاحظ أن النموذج يكرر نفسه إذا استبدلت F بالمقدار $F + (2\pi\hbar c/Q)\ N$ ، حيث N أي عدد صحيح. الكمية $2\pi\hbar c/Q$ تسمي كمّ الفيض المغناطيسي .magnetic flux quantum

إذَنْ ماذا يحدث هنا؟ الإجابة هي أن ميكانيكا الكم غريبة الأطوار. وغرابة الملف اللولبي خاصة بالمجالات المغناطيسية، والظاهرة المعروضة هنا ما كان لها أن تحدث إذا ما استبدل المجال المغناطيسي بمجال كهربي مقيد إلى داخل اسطوانة الملف الحلزوني. فى تلك الحالة، سيكون الجسيم المشحون الموجود في الخارج حياديا وغير مكترث بوجود المجال داخل الأسطوانة. بطريقة أو بأخرى، يحمل المجال المغناطيسي معلومات إلى حيز وراء تناوله المباشر، وعلى الخاصية المتعلقة بذلك الحيز أن تتعامل مع تضاريسه (تركيبه البنيوي). اعتبر الحيز الموجود خارج الملف الحلزوني الأسطواني اللانهائي. فى ذلك العالم يمكنك أن تتخيل عروات تشكيل من وتر string يمكنك سحبه إلى أقصى شدّ ممكن، وتقليصه إلى نقطة، دون اختراق للملف الحلزوني. لكن هناك عروات أخرى تطوّق الأسطوانة ولا يمكن تقليصها بهذه الطريقة على نحو غير محدود. وبناء على ذلك فإنه يقال للفراغ خارج الأسطوانة أنه «مضاعف موصول» .multiply connected

والآن، ربما يكون هذا جاذبا لاهتمام الطوبولوجيين، لكن هل يهتم المجال المغناطيسي بهذا؟ الجواب: نعم، يهتم المجال المغناطيسي بهذا في سياق ميكانيكا الكم. واأسفاه! ليس من السهل أن نذهب إلى ما وراء هذا النص التقديري من دون أن يصبح فنيًا في غير محلّه.

عمليات التحلل

لقد صُكَّ مصطلح «النشاط الإشعاعي» radioactivity أولا لصلته بتفاعلات التحلل (الاضمحلال) النووية للإشعاعات α و β و γ على النحو المعروض في الفصل الأول. في تفاعل اضمحلال α تتحول النواة تلقائيًا إلى نواة وليدة أو فرعية (ابنة daughter) تحتوي على بروتونين أقل ونيوترونين أقل. ترتبط هذه الجسيمات معًا على هيئة جسيم α (نواة هيليوم) ثم تنطلق. التحليل الكمومي التفصيلي بصورة كاملة يعتبر موضوعًا معقدًا تمامًا، لكن على الأقل ليست هناك حاجة للاحتكام إلى عملية استحداث (توليد) أو هدم لجسيم بالنسبة لهذا النوع الخاص من النشاط الإشعاعي، فمكونات الجسيم α موجودة من قبل في الذرة الأصلية (the parent)، وما يحدث في عملية التحلل هو أن المكونات تتجمع مع بعضها بطريقة ما ثم تُطرد. وفي المقابل، بالنسبة لتحليل β، لا يكون الإلكترون والنيوترينو المقذوفان موجودين من قبل في النواة الأصلية، فهما، بدلا من ذلك، يتولدان (يستحدثان) تلقائيًا عندما يقرر نيوترون في النواة أن يتحلل (يضمحل): $n \rightarrow p + e + \nu$. في هذه العملية تتحول النواة إلى ابنة (نواة فرعية) ذات نيوترون واحد أقل وبروتون واحد أكثر.. ويحدث الشيء نفسه في تحلل γ ، لكن لا يفيد الاعتقاد بوجود الفوتون من قبل في النواة. والأحرى أن يتعامل المرء هنا مع استحداث تلقائي، حيث

يستحدث (يتولد) الفوتون كلما قررت النواة أن تقفز من مستوى كم مثار إلى مستوى أقل إثارة (أدنى). أي أن الانتقالات المشعة radiative transitions النووية والذرية (انبعاث فوتونات) من نفس النوع، مع أن طاقات الفوتون تقع على مقياسين مختلفين في الحالتين، ونموذجيا تكون أكبر بكثير في الحالة النووية. ولا يحدث تغير في الأنواع الذرية والنووية عند انبعاث γ، لكن مستويات الطاقة (للنواة في إحدى الحالات، ولمنظومة الإلكترون المدارية في الحالة الأخرى) هي التي تتغير أخيرًا، على المستوى دون النووي - وهو عالم يزخر بأنواع مختلفة من الميزونات، والباريونات، والليبتونات، وبوزونات القياس - تكون معظم أنواع الجسيمات غير مستقرة، ولكل منها أنماط اضمحلالها الخاصة بها ومتوسطات أعمارها المميزة لها. وتعتبر الديناميكا الأساسية لهذه العملية في مقدمة موضوعات فيزياء الجسيمات المعاصرة.

إن لغة الاستحداث (التوليد) والهدم هي اللغة المناسبة لكل هذه السلسلة من عمليات الاضمحلال، باستثناء تحلل جسيم α، والإطار النظرى المناسب هي نظرية ميكانيكا الكم التي لم نتطرق إليها بعد. وعملية انبعاث جسيم α تقف وحدها تقريبًا من حيث إنها تعتبر ملائمة للتعامل فى إطار الميكانيكا الكوانتية للجسيمات، ويمكن تفسيرها في ضوء ظاهرة النفق. لكن قبل تناول هذا الموضوع، دعنا نقدم بعض الملاحظات العامة جدًا بخصوص عمليات الاضمحلال (التحلل)، سواء كانت ذرية أو نووية أو دون نووية.

بعد اكتشاف النشاط الإشعاعي α و β و γ بوقت قصير، وقبل أن يقترح «رذرفورد» Rutherford نموذجه الذري، قدم «رذرفورد» و«سودي» Soddy نوعًا من التحليل الاحتمالي الذى عمّ وانتشر منذ ذلك الحين. خذ عينة من مادة ما ذات نشاط إشعاعي وافترض أن N (t) هو عدد الذرات الأصلية التي

ما تزال باقية عند زمن t . ليكن ΔN هو صافي التغير في N فى الفترة الزمنية بين t و $t + \Delta t$، حيث Δt زيادة زمنية موجبة وطفيفة. واضح أن ΔN ستكون سالبة؛ وقد بدا معقولا لكل من رذرفورد وسودى أن ΔN يجب أن تتناسب مع Δt، وتتناسب أيضًا مع الذرات الأصلية التي لا تزال باقية على حالها فى العينة $N(t)$. يعبر عن هذا الفرض، مرورًا بحد التفاضلات، كما يلي:

$$dN\,(t) = -\,N\,(t)\;dt/\tau$$

حيث ثابت التناسب $1/\tau$ هو بارامتر مميز لأنواع الذرات الأصلية. يمكن حل هذه المعادلة بسهولة. ليكن $N(0)$ عدد الذرات الأصلية parent الموجودة عند زمن ابتدائي $t = 0$ ، ويكون العدد المتبقي بعد زمن آخر t هو:

$$N\,(t) = N\,(0)\,\exp\,(\,-\,t/\,\tau) \qquad (5.23)$$

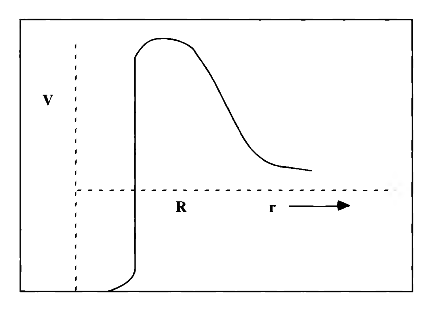
هذا هو قانون الاضمحلال الأسي الواعد، ويسهل التحقق من أن متوسط العمر هو τ .

هنا ينبغي ملاحظة عدد من المناقب والتعديلات. لقد افترضنا أن العدد الكلي من الذرات المشعة في عينة ما يتغير مع الزمن فقط بسبب اضمحلال ذرات أصلية (آمهات) parents decay . فإذا كانت هذه الذرات الأصلية ذاتها ذرات فرعية (وليدة) daughters من جدّات grandparent species ، فإن عدد الأمهات سوف ينمو من ناحية الجدات ويقل من الناحية الأخرى [لحساب الحفيدات granddaughters]. ليس من الصعب تحليل ذلك وإن كنا لن نعرض له هنا. الملاحظة الثانية هي أننا تعاملنا مع $N(t)$ كما لو كانت متغيرا متصلا (مستمرا) مع أنها في الواقع عدد صحيح دائمًا، يتناقص بمقدار وحدة واحدة كاملة في كل مرة تضمحل فيها أُمّ. لكن هذا ليس خطأ

خطيرًا طالما $N(t)$ كبيرة جدًا مقارنة بالوحدة. إذا كانت المعادلة تقول أن عدد الأمهات المتبقية عند لحظة زمنية معينة هو 1,000,000,000,7 فلا تتحرج من أن تستكمله لأقرب عدد صحيح.

كان أحد التطبيقات المبكرة لأفكار نظرية الكم على النواة متعلقا بظاهرة النشاط الإشعاعي لجسيم α. ذلك أن البروتونات والنيوترونات التى تكوّن النواة مرتبطة مع بعضها بقوى نووية جاذبة شديدة. اعتبر نواة α غير مستقرة، عددها الذري Z. يمكننا افتراض أن هناك مجموعة خاصة تقوم بمهمة جسيم α الذى ينبغي طرده. بمجرد انبعاث جسيم α واجتيازه المدى الفعال للقوة النووية التي تبذلها النواة الوليدة (الابنة)، فإنه يتعرض فقط للجهد الكولومبي طويل المدى $V(r) = + 2 (Z - 2) e^2/r$. تعكس المعاملات هنا معنى أن شحنة جسيم α هى $2e$، وأن شحنة النواة الوليدة (الابنة) هي e $(Z-2)$. وبهذا يتعرض جسيم α لقوة جاذبة شديدة عندما يكون داخل النواة (التي يبلغ نصف قطرها حوالى 10^{-12} cm) ولقوة كهروستاتيكية طاردة إلى الخارج. يوضح شكل (5.1) رسمًا تخطيطيًا لتمثيل سلوك هذا الجهد الذي يبلغ نهايته العظمى V_{max} عند نصف قطر النواة. لتكن E هي طاقة الجسيم α . هذه الطاقة عادة ما تكون أقل كثيرًا من ارتفاع حاجز الجهد، ربما فيما عدا النوى ذات العمر القصير جدًا؛ أى أن $E < V_{max}$. على سبيل المثال، في حالة نواة اليورانيوم U^{238}، تبلغ قيمة E حوالي 4 MeV، وارتفاع الحاجز حوالي 30 MeV . لهذا فإن جسيم α لا يكون قادرًا كلاسيكيا على الإفلات من قبضة النواة. أما ميكانيكا الكم فتسمح له بأن يشق نفقًا خلال الحاجز ليتسلل منه إلى الخارج. وتعتمد سهولة قيامه بهذا العمل، بحساسية شديدة، على V_{max} وعلى الطاقة E التي يملكها الجسيم α. هذا يفسر

السبب في أن أعمار أنوية α غير المستقرة تتغير في مثل هذا المدى الواسع، معتمدة في تغيرها الحساس على كميات تتغير من نواة غير مستقرة لأخرى.



شكل (5.1) : رسم تخطيطي لوصف الجهد الذي يشعر به جسيم α المتكون داخل نواة. يكون الجهد جاذبًا بشدة في حدود نصف قطر النواة R. في الخارج يشعر جسيم ألفا بجهد كولومي طارد.

هناك ملاحظة أخيرة ينبغي ذكرها. لقد تحدثنا عن جسيم α وكأنه ينطلق بطاقة E محددة بدقة؛ أي كما لو كان في حالة ذاتية مميزة (خاصة) eigenstate لطاقة محددة بدقة. والأمر ليس كذلك تمامًا. فهو، بعبارة حاسمة، في حالة متراكبة من حالات مميزة متصلة للطاقة. ومع ذلك، فإنه يحدث فى حالات نووية نموذجية، أن يكون (جذر متوسط مربع) انتشار الطاقات صغيرًا. ويرتبط هذا الانتشار بالعمر المتوسط t للنواة الأم

بعلاقة «اللايقين» بين الطاقة والزمن؛ وهي بالتقريب، كما أوضحنا سابقًا، $\Delta E \approx \hbar / \tau$. هذه علاقة عامة تصل بين العمر وانتشار الطاقة لنواتج الاضمحلال، وهي علاقة صالحة لأي عملية تحلل. نادرًا ما يمكن ملاحظة انتشار الطاقة في حالات كثيرة، حيث تبلغ قيمته حوالي 6.6×10^{-16} eV إذا كان العمر ثانية واحدة! تخيل إذن مدى ضآلته، مثلاً، لحالة اليورانيوم U^{238} الذي يبلغ عمره عدة بلايين من السنين. أما بالنسبة لعمليات اضمحلال معينة دون نووية فإن الأعمار تكون قصيرة بما يكفي لإنتاج انتشار طاقي يمكن ملاحظته. في واقع الأمر، بالنسبة للجسيمات ذات العمر القصير جدًا، لا يمكن تحديد العمر مباشرة، وإنما يمكن تحديده بقياس انتشار الطاقة.



6

الجسيمات المتطابقة

قواعد التماثل والتماثل المضاد

على الرغم من أن بعض مبادئ ميكانيكا الكم تم وضعها مبكرًا في صياغات عامة، إلا أننا ركزنا في الجزء الأعظم حتى الآن على حالة جسيم مفرد. فكلما زاد عدد الجسيمات في منظومة كمومية (كوانتية) زادت حتما التعقيدات الحسابية - إلى حد يستعصي في الأغلب على التناول إذا ما أريد الحصول على إجابات شافية. عندئذ ينبغي التدخل بنماذج مؤسسة على بصيرة فيزيائية وطرق تقريب رياضياتية معقولة. من ناحية أخرى، بقدر ما تكون جميع الجسيمات التي تنتظمها منظومة ما مختلفة عن بعضها البعض، بقدر ما ينعدم تأثير جسيمات جديدة خاصة بمنظومات عديدة الجسيمات. لكن، من الملاحظ أن مختلف الجسيمات الأولية في

الطبيعة كثيرة المطالب.
المؤلف

الطبيعة تكون في الواقع نسخا متطابقة تماما. سوف نعود لتفسير ذلك فيما بعد. أما الآن فسوف نرى كيف تتعامل ميكانيكا الكم مع هوية (تطابق) الجسيمات.

يقال لجسمين أنهما متطابقان، من وجهتي نظر الميكانيكا الكلاسيكية وميكانيكا الكم على حد سواء، إذا كانا يستجيبان تماما لكل المجسات الممكن تصوّرها all conceivable probes. إذا كان المجس مقياسًا للكتلة، فإنهما يظهران نفس الكتلة؛ وإذا كان مجالا كهربيا أو مغناطيسيا، فإنهما يُظهران نفس الشحنة؛ وهما يشتّتان موجات الضوء بنفس الطريقة؛ وهكذا. من البديهي كلاسيكيا أنه إذا كانت الأجسام عيانية (ماكروسكوبية)، فإن بالإمكان ملاحظتها بوضوح، وبالتالي تمييزها بعلامات تحدد هويتها. لكنّ ذلك خداع: فالأجسام المميزة بعلامات ليست متطابقة إلى حد بعيد. ونحن معنيون هنا بالكيانات المتطابقة التي لا يمكن وسْمُها بعلامة مميزة. على أية حال، لا توجد حاجة، من وجهة النظر الكلاسيكية، إلى أن توسم الجسيمات فيزيائيا. فبالرغم من أنها متطابقة ذاتيا، إلا أنه بإمكانك من حيث المبدأ أن تراقبها بعناية، وأن تعلن ببساطة في لحظة زمنية ما ابتدائية أن الجسيم 1 هو ذلك الموجود هنا وأن الجسيم 2 هو الموجود هناك، وهكذا. ويمكنك بعد ذلك (من حيث المبدأ) أن تتابع تحركها وتحافظ بالتالي على مماثلة متساوقة. وأيا ما كان مجال القوة الذي تتحرك فيه الجسيمات، فإنه يتعامل معها على نحو متماثل، وهو ما يعنيه جوهر الفرض بأن الجسيمات متطابقة (أو متماثلة) identical. إلا أن الشروط الابتدائية لم تكن متطابقة (فالجسيم 1 كان هنا، والجسيم 2 هناك)؛ ومن ثم فإن مداريهما مختلفان، ويمكنك بالتالي معرفة مكان أي منهما. لهذا فإنه لا ينبغي من الناحية الكلاسيكية أن نستحضر مبادئ خاصة إذا كنا نتعامل مع جسيمات متطابقة .

الحال مع ميكانيكا الكم مختلفة جدًا، لأن المرء لا يتعامل مع مواقع محددة للجسيم، وإنما يتعامل فقط مع احتمالات. وقد يحدث أن تكون قمة الدالة الموجية الابتدائية لمنظومة من جسيمين بحيث يكون التوزيع الاحتمالي المشترك مكثفا للجسيم القريب من هنا وحول الجسيم القريب من هناك. يمكنك أن تعزو إحداثيات «هنا» إلى الجسيم 1، وإحداثيات «هناك» للجسيم 2. لكن هذا التمييز يمكن أن يزول بمرور الزمن لأن الدفعات الموجية wave packets تتحرك وتغير شكلها بمضي الزمن، وما كان على شكل قمتين مميزتين في البداية يمكن أن يتسع ويتراكب.

الطريقة التي تتعامل بها ميكانيكا الكم مع هوية الجسيم مختلفة جدا، وينبغي أن تكون مختلفة جدًا؛ ولها نتائج بعيدة المدى والأثر. وطبقا لجوهر معنى الهوية، فإن مؤثر (طاقة) الهاميلتونيان الحاكم لمنظومة جسيمات متطابقة سوف يشملها بداهة على أساس متماثل تماما. وسيكون متماثلا تحت تبادل تجميعي لترقيم كل من الموضع واللف المغزلي لأي جسيم مع نظيريهما لأي جسيم آخر. على سبيل المثال، إذا كان الترقيمان $\mathbf{r}_1$ و $\mathbf{S}_1$ يناظران كميتي الإحداثي واللف اللتين يمكن رصدهما للجسيم 1، وكان $\mathbf{r}_2$ و $\mathbf{S}_2$ نظيريهما للجسيم 2، فإن الهاميلتونيان سيكون متماثلاً تحت التبادل المشترك للكميتين $\mathbf{r}_1$ و $\mathbf{r}_2$ معا مع $\mathbf{S}_1$ و $\mathbf{S}_2$، مع أنه ليس ضروريا أن يكون متماثلا إذا كان أي من الموضع فقط أو اللف فقط متبادلين. بالمثل، يتم التبادل بين أي زوج آخر من الترقيمات المتطابقة لجسيم في المنظومة.

تعتمد الدالة الموجية لمنظومة جسيمات متطابقة عددها N على المتغيرات الإحداثية r_i و«متغيرات» العدد الكمي اللفي m_{s_i}، حيث $i = 1, 2, \ldots, N$. لتحاشي الإفراط في الرموز، دعنا نشر إلى هذه المتغيرات باستخدام رمز مركب لأدلة الدالة الموجية. توضح

متغيرات أي حالة Ψ بكتابة $\Psi(1, 2, \ldots, N, t)$، حيث يمثل الرقم 1 كلا من $\mathbf{r}_1$ و m_{s_1}، ويمثل الرقم 2 كلا من $\mathbf{r}_2$ و m_{s_2}، وهكذا. واستنادًا إلى أسس رياضياتية صرفة، فإن دالة الموجة لأي منظومة جسيمات متطابقة ليس لها أي خواص تماثلية (تناظرية) خاصة، مع أن معادلة هاميلتونيان التي تحكم تطورها الزمني متماثلة، على نحو ما ذكرنا أعلاه. لكن الطبيعة كثيرة المطالب. فهناك قواعد ميكانيكية كمومية نوضحها فيما يلي:

● الدالة الموجية لمنظومة جسيمات متطابقة عددها الكمي اللفي s صحيح يجب أن تكون متماثلة symmetric تماما. تسمى الجسيمات التي لفها s عدد صحيح بوزونات bosons (نسبة للفيزيائي الهندي «ساتندرا بوز» satendra Bose).

● الدالة الموجية لمنظومة جسيمات متطابقة عددها الكمي اللفي s مضاعفات نصف الأعداد الفردية يجب أن تكون متماثلة مضادة antisymmetric تماما. تسمى الجسيمات التي لفّها s مضاعفات نصف الأعداد الفردية فرميونات fermions (نسبة إلى الفيزيائي الإيطالي - الأمريكي «أنريكوفيرمي» Enrico Fermi).

وكما أوضحنا سابقا، يكون التماثل - والآن التماثل المضاد أيضا - فيما يتعلق بسلوك الدالة الموجية بحسب تبادلية permutation أي جسيمين متطابقين (متناظرين)، أي بموجب التبادلية المشتركة للترقيمات الإحداثية واللفّية الخاصة بهما. فإذا كانت الدالة الموجية متماثلة، فإنها تكون فردية (تُغير الإشارة). ويمكن التحقق بسهولة من أن القواعد الميكانيكية الكمومية السابقة تعتبر قوية بالمعنى التالي. إذا كانت الدالة الموجية للمنظومة تماثلية في لحظة ما معينة، فإن تلك الخاصية سوف تظل باقية بمرور الزمن، والفضل في هذا يعود إلى تماثل الهاميلتونيان الذي يحكم التطور الزمني

للدالة الموجية. وعلى نفس المنوال، إذا كانت الدالة الموجية ضديدة التماثلية في لحظة ما، فإن تلك الخاصية سوف تستمر مع الزمن. لاحظ أيضا، رغم المظاهر الابتدائية، أن خاصية التماثل المضاد antisymmetry لدوال الفرميون الموجية لا تعني نقصًا في تماثل (تناظر) symmetry الظواهر الفيزيائية. ولابد من أن تشتمل احتمالية أي حادثة فيزيائية على حاصل ضرب الدالة الموجية في مرافقها (ضديدها) المركّب complex conjugate. وبما أنهما يغيران الإشارة، بالنسبة للفرميونات، بحسب التبادلية، فإن سعة الاحتمال لا تفعل ذلك؛ أي أنها تماثلية.

يجب قبول هذه القواعد الخاصة بالبوزونات والفرميونات على أنها اكتشافات أولية وقت صياغتها في فترة ميلاد ميكانيكا الكم اللانسبوية. لكن سرعان ما بدت للعيان على أنها نتائج ضرورية منبثقة من الأفكار العامة لنظرية المجال الكمومية النسبوية. فالجسيمات «الأولية» elementary particles الموجودة في الحياة اليومية - الإلكترونات، البروتونات، النيوترونات - هي فرميونات لفّها $\frac{1}{2}$ -. أما الفوتونات، المكوّن الآخر الموجود في الحياة اليومية، فهي بوزونات لفها 1 -. لكن ماذا عن الجسيمات المؤلَّفة، كالأنوية مثلا ؟ الإجابة هنا هي أنه في سياق الظواهر التي لا يظهر فيها تأثير لتغيرات البنية الداخلية للأنوية، وهي كثيرة في الكيمياء، والبيولوجيا، وعلوم المواد، وما شابهها، يمكن معاملة الأنوية على أنها جسيمات أولية خاضعة للقواعد الملائمة الخاصة بالتماثل والتماثل المضاد. على سبيل المثال، تتكون نواة الهيليوم – 4 من أربعة فرميومات (بروتونين ونيوترونين). لهذا فإن التبادل بين نواتي هيليوم يكافئ التبادل بين أربعة أزواج من الفرميونات، حيث توجد إشارة سالبة لكل زوج، ومن ثم تكون الحصيلة الإجمالية إشارة موجبة. لهذا تكون نواة الهيليوم بوزونا. وبصورة أعمّ، تكون الأنوية التي تحتوي على عدد زوجي من النيوترونات زائد البروتونات عبارة عن بوزونات؛ بينما تكون

هذه الأنوية فرميونات إذا كان عدد البروتونات زائد النيوترونات فرديا. إلا أن هناك خاصية نوعية مهمة مطلوبة هنا، حيث يوجد، بصورة نموذجية، العديد من مختلف حالات الطاقة الداخلية للأنوية، تماما كما هي الحال بالنسبة للذرات. وتطبق فكرة التطابق (الهوية) فقط على أنوية تشغل نفس الحالات الداخلية.

على سبيل المثال، تكون نواتا الكربون (C^{12}) الموجودتان في نفس الحالة الأرضية متطابقتين، مثلهما مثل نواتين في نفس الحالة المثارة. ولكنهما لا تكونان متطابقتين إذا كانت إحداهما، مثلا، في الحالة الأرضية والأخرى في حالة مثارة، وعند درجات الحرارة العادية تكون جميع أنوية أي نوع معين من الذرات التي تصادفنا عادة في المستوى الأرضي؛ وإذا كان ذلك المستوى غير منحل، فإن الأنوية تكون متطابقة .

هنا ينشأ على الفور حب استطلاع ناتج عن الموقف العقلي بمنظور ميكانيكا الكم من هوية (تماثل) جسيم ما. اعتبر تفاعلاً يتصادم فيه الكترونان، أي يستطيران أو يتشتتان scatter، ويظهران مرة ثانية متحركين في غير اتجاههما قبل التصادم. افترض أن الإلكترونين يتقاربان بكميتي تحرك متساويتين ومتعاكستين (أي متساويتين في المقدار ومتعاكستين في الاتجاه) بحيث تكون كمية التحرك الابتدائية الكلية مساوية الصفر. طبقا لقانون بقاء كمية التحرك، تظل كمية التحرك الكلية مساوية للصفر بعد التصادم؛ وبالتالي فإن الإلكترونين المشتتين يكون لهما مرة ثانية كميتا تحرك متساويتان ومتعاكستان. لتكن θ هي زاوية التشتت (الاستطارة). سوف نعني هنا بدالة التوزيع $P(\theta)$ التي تصف التوزيع الاحتمالي للتشتت بزاوية θ. يمكن الحصول على التوزيع، مفاهيميا، بتكرار التجربة مرات ومرات باستخدام مكشافات (أو عدادات) detectors قريبة جدا بعضها من بعض،

وموضوعة في جميع اتجاهات التشتت. أما واقعيًا، فإنه يمكن استخدام حزَم (أشعة) beams إلكترونية متصادمة بدلا من تجارب مكررة على زوج واحد من الإلكترونات المتصادمة. افترض الآن (كما هي الحال بالفعل للحصول على تقريب جيد بدرجة كافية) أننا نستطيع إهمال القوى المعتمدة على اللف وأن طاقة الجهد التبادلية لأي زوج من الإلكترونات مركزية (هو في الحقيقة جهد كولوم المعروف، لكن بإمكاننا هنا أن نقدم مزيدًا من التعميم). لدينا الآن موقفان مختلفان يمكن أخذهما في الاعتبار.

(1) نظام لفي متوازي متضاد antiparallel spins: وفيه يشير لف الإلكترونين الداخلين إلى اتجاهين متعاكسين على طول محور ما مفروض ولكنه لا يؤخذ به. على سبيل المثال، الإلكترون الآتي من جهة اليسار يكون لفُّه إلى أعلى، والإلكترون القادم من جهة اليمين يكون لفه إلى أسفل.

(2) نظام لفي متوازي parallel spins: وفيه يكون كلا اللفين إلى أعلى (أو إلى أسفل) على طول نفس الاتجاه، أيا كان ذلك الاتجاه.

افترض أن الكشافات أو العدادات تعدّ الإلكترونات المشتتة دون مراعاة اتجاه اللف. نظرا لأن قوة تفاعل الإلكترون - إلكترون، بحسب الفرض، لا تعتمد على اللف، فإن من الممكن عندئذ أن يتوقع المرء أن دالة التوزيع الزاوي $P(\theta)$ ستكون هي نفسها بالنسبة للحالتين المذكورتين أعلاه. لكن التوزيعات في الحقيقة ليست هي نفسها. تفسير ذلك على النحو التالي. في الحالة (2)، نظرًا لأن متجهي اللف متوازيان، فإن الجزء اللفي من الدالة الموجية للمنظومة يكون متماثلا بوضوح. لكن الدالة الموجية ككل يجب أن تكون ذات تماثل مضاد. ولهذا فإن الدالة الفراغية يجب أن تكون مضادة التماثل. في الحالة (1)، تعتبر الدالة الموجية تجميعا خطيا لحدّين: أحدهما تنطبق عليه الحالة (2) تماما، أما الآخر فله دالة موجية متماثلة فراغيا

مصاحبة لجزء اللف ذي التماثلية المضادة. بصورة إجمالية إذن تكون الدالتان الفراغيتان للحالة (1) والحالة (2) مختلفتين. وبناء على ذلك، فإن متطلب التماثلية المضادة لمدمج فراغ - لف يُؤدي إلى تأثيرات معتمدة على اللف، بالرغم من عدم حساسية العدادات وقانون القوة للّف. الموقف دراماتيكي مثير بصورة خاصة عند $\theta = \pi/2\ (90^\circ)$. في الحالة (1) يكون للكمية $P(\pi/2)$ قيمة ما لا صفرية، وفي الحالة (2) ينبغي أن تتلاشى دالة التوزيع تماما، $P(\pi/2) = 0$.

مبدأ باولي

تُعرض قاعدة الفرميون أحيانا تحت اسم «فولفجانج باوْلي» Wolfgang Pauli على النحو التالي: لا يمكن لفرميونين متطابقين (من النوع نفسه) أن يكونا في الحالة (الكمومية) ذاتها (في وقت واحد). لكن هذه الصياغة غير محكمة لأنه، بالنسبة لمنظومة عديدة الجسيمات، لا يوجد مفهوم مميِّز تمامًا لحالات جسيمية مفردة individual. فالدالة الموجية لمنظومة تشمل كل الجسيمات معا. إلا أن هناك ظروفا خاصة تُبنى فيها الحالات المرغوبة بعيدًا عن حالات الجسيم الواحد. لتكن υ_n فئة من حالات الجسيم الواحد، أي دوال في الموضع $\mathbf{r}$ وعدد الكم اللفي m_s لفرميون مفرد. لقد ميزنا حالات الجسيم الواحد بدليل العدّ n. وبالنسبة لمنظومة من فرميونين متطابقين يوجد قسم خاص لحالات جسيمية يشمل حاصل المماثلة المضادة لحالات الجسيم الواحد هذه:

$$u_{n,\,n'}(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\ \{\upsilon_n(1)\,\upsilon_{n'}(2) - \upsilon_n(2)\,\upsilon_n(1)\}$$

عُنصرا الدالة 1 و 2 يشيران إلى متغيري الموضع والعدد الكمي اللفّي للجسيمين 1 و 2 على التوالي. من الواضح أن $u_{n,\,n'}$ ذات تماثلية مضادة بمقتضى تبادلية الكميتين 1 و 2. بالإشارة إلى هذا النوع من الدالة الموجية

لجسيمين، يمكن القول بدقة بأن أحد الجسيمين في حالة الجسيم الواحد υ_n والآخر في حالة الجسيم الواحد υ_n' لكنك لا تستطيع أن تواصل لتعيين أي من الجسيمين 1 و 2 يكون موجودًا في إحدى هاتين الحالتين، فهما متناوبان، إذا جاز التعبير، في المعادلة السابقة. فضلا عن ذلك: يتضح جليا عدم وجود حالة جسيمين ذات $n = n'$، أي يكون فيها كلا الإلكترونين في حالة الجسيم الواحد ذاتها. هذا هو مبدأ باولى Pauli principle الفعال في هذا السياق (*). وإن ما جرى وصفه هنا بالنسبة لجسيمين يمكن تعميمه لينسحب على منظومة تضم أي عدد N من الفرميونات. خذ حاصل ضرب حالات جسيم واحد .... ,$\upsilon_n (1)\ \upsilon_n' (2) - \upsilon_n'' (3)$ ثم اجعله تماثليا مضادا لتكوّن حالة N- جسيمًا $u_{n,\ n',\ n'',\ ....}$. بالطبع يجب أن تكون جميع الترقيمات .... ,n, n'', n''' مختلفة. يقال لهذه الدالة عديدة الجسيمات أن أحد إلكتروناتها في حالة الجسيم الواحد un، وإلكترون آخر في الحالة υ_n'، وإلكترون ثالث في υ_n''، وهكذا. مرة ثانية، ليس هناك معنى للقول بأن أيا من الإلكترونات في أي من حالات الجسيم الواحد، فهي تتبادل حالاتها. وبالنسبة لقسم الحالات عديدة الإلكترونات الموصوف هنا، يوجد الآن معنى للقول بأنه يستحيل على فرميونين (متطابقين) أن يكونا في نفس حالة الجسيم الواحد (في نفس اللحظة). أما عملية التماثل المضاد فإنها تمحو تلك الإمكانية.

قد يبدو هذا القسم الخاص من الدوال عديدة الجسيمات أنه محدود الأهمية ولكنه ليس كذلك بالمعنى التالي. لتكن $\upsilon_n\ (n = 1\ ,\ 2, ...)$ فئة كاملة من حالات الجسيم الواحد. والمقصود بالكمال هو أن دالة اختيارية ما لجسيم واحد يمكن التعبير عنها بتجميع خطي للفئة un. ومن ثم يمكن التعبير عن دالة ما اختيارية لجسيمات عديدة (ذات تماثلية مضادة) بتراكُب (يغطي اختيارات

(*) يعرف هذا المبدأ باسم «مبدأ باولي للاستبعاد Pauli exclusion principle ويقضي بأنه لا يمكن لإلكترونين في ذرة واحدة أن يتخذا نفس مجموعة الأعداد الكمية الأربعة، أي أنه لا يمكن لإلكترونين أن يوجدا في نفس الحالة. وهذا المبدأ أساسي لفهم التركيب الإلكتروني للذرات [المترجم].

مختلفة للفئة ... ,"n, n', n) الدوال الخاصة عديدة الجسيمات التي نوقشت سابقا من غير شك، بالرغم من أن هذا الاستنتاج قد تكون له أهمية رياضياتية، إلا أنه ربما يكون، أو لا يكون، مريحًا عندما يواجه المرء بإحدى المسائل الخاصة في ميكانيكا الكم، مثل إيجاد القيم المميزة (الخاصة) للطاقة في حالة منظومة من جسيمات متطابقة. السؤال هو: تحت أي شروط يمكننا مواجهة هذه الحالات الخاصة الناتجة بالتماثل المضاد، ليس في شكل تراكيبات ولكن مأخوذة فرادى؟

إننا نواجه الشروط الضرورية في السياق المهم لمسألة القيمة الخاصة للطاقة بالنسبة لمنظومة فرميونات متطابقة N إذا استطعنا أن نتجاهل القوى البينية داخل منظومة الجسيمات، سواء بصورة تامة أو ببعض التقريب المقبول عقلا، بحيث تكون القوى المؤثرة هي القوى الخارجية فقط. في مثل تلك الحالة، تختزل مسألة القيمة المميزة لجسيمات عديدة إلى حل مسألة الجسيم الواحد. اعتبر أن الحالات v_n هي الدوال المميزة للطاقة بالنسبة لجسيم مفرد متحرك في مجال قوة خارجي، وافترض أن E_n هي الطاقات المناظرة. هنا مرة ثانية يعبر u عن دليل المعدودات الذي يميز حالة عن أخرى. ويصبح من السهل جدا الآن استنتاج أن الدوال المميزة لمسألة الجسيمات العديدة N هي بالضبط نواتج التماثل المضاد $u_{n, n', n'', \ldots}$ التي ناقشناها من قبل. تُعيّن الدوال المميزة بفئة ترقيمات أحادية الجسيم عددها N، أي ... ,"n, n', n. وتكون الطاقة المناظرة تجميعًا لطاقات الجسم الواحد:

$$E_{n, n', n'', \ldots} = \varepsilon_n + \varepsilon_{n'} + \varepsilon_{n''} + \ldots \qquad (6.1)$$

تتفق هذه النتيجة مع الحدس؛ أي أن طاقات الجسيمات العديدة تكون جمعيَّة additive لطاقات الجسيم الواحد لعدم وجود قوى بين الجسيمات حسب الفرض.

والآن حان وقت الأمثلة.

غاز فيرمي

إن إلكترونات («التكافؤ») الخارجية في ذرات الغازات ليست مقيدة بالذرات المفردة، وإنما هي بدلا من ذلك تتحرك بحرية تقريبا في عينة الفلز بطاقات تقع فيما يسمى «نطاقات التوصيل» conduction bands. الأيونات موجبة الشحنة تظل أساسًا في مكانها مكونة ترتيبًا منتظما وتهتز بذبذبات صغيرة حول مواضعها المتوسطة في الترتيب الأيوني. من الطبيعي، في واقع الأمر، أن تتآثر إلكترونات نطاق التوصيل مع بعضها البعض بالإضافة إلى تآثرها مع الأيونات الموجبة. ومن الخطأ إغفال هذه القوى البينية للجسيمات. لكن دعنا نقوم بهذا العمل على أية حال، ونتعمق في معالجة مفرطة جدًا في التبسيط من خلال ما يسمى نموذج الإلكترون الحر free electron model، ومما يدعو إلى الدهشة والاستغراب أن هذا النموذج ليس خاطئا بدرجة تدعو إلى اليأس؛ فهو يفترض على الأقل قدرًا من الفينومينولوجيا Phenomenology (أي الوصف العلمي للظاهرة)، بالإضافة إلى أنه بسيط .

حالة البعد الواحد

سوف نبدأ بحالة البعد الواحد على سبيل الإحماء. اعتبر منظومة فرميونات متطابقة عددها N ولفّها $\frac{1}{2}$ -. (نسميها إلكترونات)، متحركة بحرية في صندوق أحادي البعد له جداران عند $x = 0$, $x = L$. سوف نفترض أن كلا من N و L على المستوى الماكروسكوبي (أي كبير جدا). النسبة $\frac{N}{L}$ هي متوسط كثافة المعدودات (أي عدد الإلكترونات في وحدة «الحجم» أحادي البعد). لنحسب طاقة الحالة الأرضية للمنظومة. طبقا للمناقشة المؤدية للمعادلة (6.1)، ولافتراضنا أن

الإلكترونات لا تتآثر مع بعضها البعض أو مع الأيونات، فإنه يكفي حل مسألة القيمة المميزة للطاقة بالنسبة لفرميون وحيد حرّ في الصندوق. لقد قمنا بذلك العمل فعلا للحصول على النتيجة المعطاة في المعادلة (5.3) - فيما عدا أن الطاقات المكتوبة هناك سوف يرمز إليها هنا بالحرف الإغريقي ε، بينما نحتفظ بالحرف الروماني E لمنظومة الجسيمات N، نحصل على الحالة الأرضية في المسألة الأخيرة بوضع إلكترونين (لف إلى أعلى، لف إلى أسفل) في الحالة الفراغية لجسيم واحد $n = 1$، ووضع إلكترونين في الحالة $n = 2$، وهكذا إلى أن يتم التعبير عن جميع الإلكترونات N. وطبقا لمبدأ باولي، لا يمكن تواجد أكثر من إلكترونين في كل حالة فراغية أحادية الجسيم. للتبسيط، اعتبر N عددًا زوجيا، بحيث يكون n_{max}، الحد الأعلى لقيمة n لأي حالة تم إشغالها، هو $n_{max} = N/2$ (إذا حدث وكان العدد N فرديا فإننا سوف نبتعد بقدر ضئيل جدا عن الطرف إذا كانت N أيضًا كبيرة جدا). وبهذا تكون طاقة المستوى الأرضي للمنظومة ككل هي:

$$E_{gnd} = 2 \ \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m L^2} \ \{1 + 2^2 + 3^2 + ... + (\ \frac{N}{2} \ )^2 \}$$

المعامل 2 الموجود أمام الطرف الأيمن هو عدد حالات اللف لكل قيمة من قيم دليل الحالة الفراغية n. عندما تكون N كبيرة، في حدود تصحيح من الرتبة، فإن حاصل الجمع يمكن استبداله بتكامل، وبالتالي يسهل تعيينه. وتكون طاقة المستوى الأرضي لكل جسيم هي:

$$\frac{E_{gnd}}{N} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{24 m} \quad \left(\frac{N}{2} \right)^2 \qquad (6.2)$$

لاحظ أن الطاقة لكل جسيم تعتمد على N و L فقط من خلال النسبة بينهما؛ أي أنها تعتمد فقط على كثافة العدد N/L .

حالة ثلاثة أبعاد

اعتبر الآن حالة إلكترونات حرة عددها N في صندوق مكعب طول ضلعه L. مرة أخرى سنكون معنيين بالحد الماكروسكوبي، حيث يكون كل من عدد الجسيمات N والحجم L^3 كبيرا؛ ويكون N/L^3 هو متوسط كثافة العدد (المعدودات). دعنا نحسب ثانية طاقة المستوى الأرضي بنفس الخطوات المتّبعة في حالة البعد الواحد، ولكننا الآن نعود إلى المعادلة (5.4) الخاصة بمستويات طاقة الجسيم الواحد، ويرقم كل مستوى فراغي منها بفئة من ثلاثة أعداد صحيحة n_1 , n_2 , n_3. أقل طاقة لجسيم واحد تناظر الصيغة $n_1, n_2, n_3 = (1, 1, 1)$. ضع إلكترونين في تلك الحالة الفراغية : أحدهما لفّه إلى أعلى والآخر لفه إلى أسفل. يأتي بعد ذلك حالات الجسيم الواحد المنحلة degenerate (1, 1, 2) و (1, 2, 1) و (2, 1, 1). ضع إلكترونين في كل منها. وهكذا، صعودًا إلى أعلى فأعلى مع مستويات الجسيم الواحد حتى يتم تسكين جميع الإلكترونات N. عندئذ تكون طاقة الحالة الأرضية للجسيمات N مجرد حاصل جمع طاقات الجسيم الواحد. وعندما تكون N كبيرة، مع تصحيح يمكن إهماله في حدود 1/N، يمكن استبدال عملية الجمع بعملية تكامل. ومن ثم ينتج أن طاقة المستوى الأرضي لكل جسيم هي:

$$\frac{E_{gnd}}{N} = \frac{3}{5} \varepsilon f \ , \ \varepsilon f = \frac{\hbar^2}{2\,m} (3\pi^2 \frac{N}{V})^{2/3} \ , \ V = L^3 \qquad (6.3)$$

يطلق مصطلح «طاقة فيرمي» fermi energy ε_f على طاقة أعلى حالة أحادية الجسيم يتم «إشغالها» occupied عندما تكون المنظومة عديدة الجسيمات في حالتها الأرضية. وتعتمد طاقة فيرمي على عدد الإلكترونات الكلي N والحجم الكلي V في صورة النسبة بينهما فقط، وعلى كثافة العدد (المعدودات)، وتتغير مع قوة الثلثين لتلك الكثافة. متوسط طاقة الإلكترون E_{gnd} /N يساوي ثلاثة أخماس طاقة فيرمي.

من الثابت أن تطبيقات مبدأ باولي مثيرة وغريبة. ولو لم يكن هناك هذا التقييد الذي وضعه باولي لشغلت كل إلكترونات الحالة الأرضية لمنظومة الجسيمات N أدنى حالة فراغية أحادية الجسيم. في تلك الحالة سوف تتناسب E_{gnd}/N مع $1/L^2$ التي هي في الأساس تساوي صفرًا لقيم L الماكروسكوبية (الكبيرة). بدلاً من هذا، يوزع مبدأ باولي الإلكترونات تصاعديا على مدى طاقات الجسيم الواحد حتى يصل إلى طاقة فيرمي. وتأخذ طاقات فيرمي نموذجيا قيمًا تتراوح بين عدد قليل من الإلكترون ڤولت و ١٠ إلكترون ڤولت أو أكثر، مع الأخذ في الاعتبار كثافات عدد الإلكترونات الممكن مقابلتها في نطاقات التوصيل. ولأغراض عديدة، يمكن اعتبار الطاقات في هذا المدى كبيرة مقارنة بالطاقة الحرارية المميزة $k_B\ T$، حيث k_B ثابت بولتزمان و T، كما هي دائما، درجة الحرارة على المقياس المطلق (الصفر المطلق يناظر $273°$ – على المقياس المئوى). من المناسب تعريف درجة حرارة فيرمي T_f طبقا لمعادلة:

$$k_B \quad T_f \quad = \quad \varepsilon_f$$

تتراوح درجات حرارة فيرمي المميزة من عدة عشرات الآلاف إلى مائة ألف درجة كلفن، أو نحو ذلك ! وعليه فإنها في حالة الفلزات أعلى كثيرا من درجة الحرارة الواقعية $T << T_f$.

حتى في إطار فجاجات نموذج الإلكترون الحر، ينبغي على المرء، لكي يفهم دور إلكترونات نطاق التوصيل في الفلزات، ألا يتعامل فقط مع الحالة الأرضية مباشرة، وإنما يتعامل أيضا مع الحالات المثارة. وتميز أي حالة عديدة الجسيمات بالإفصاح عن أي الحالات أحادية الجسيم قد تم إشغالها. وبالنسبة للمستوى الأرضي عديد الجسيمات تكون جميع حالات الجسيم الواحد مأهولة صعودًا حتى طاقة فيرمي، وليس فوقها. ويحدث في مختلف المستويات المثارة لمنظومة عديدة الجسيمات أن تكون بعض الإلكترونات في حالات أحادية الجسيم أعلى

من مستوى فيرمي. ومن البديهي أن يكون هذا مصحوبا بنضوب مناظر أسفل مستوى فيرمي (غالبا ما يشار إلى نضوب حالات الجسيم الواحد أسفل مستوى فيرمي على أنها «ثقوب» أو «شغرات» holes). ويكون غاز إلكترونات فيرمي عند درجة حرارة متناهية على هيئة خليط من حالات مميزة eigenstates للطاقة. أما عند درجات حرارة عادية فإن هذا الخليط يحقق السيادة بالحالة الأرضية علاوة على الحالات المثارة الواقعة في الأسفل والتي تحتوي على نسبة صغيرة من الإلكترونات الأعلى من طاقة فيرمي - لكنها ليست أعلى كثيرًا. ومن ثم فإن الإلكترونات المنتظمة حول مستوى فيرمي هي فقط التي تؤدي شغلا إلكترونيا للفلز عند درجات حرارة عادية مثل ما يتصل بالتوصيل الحرارى وموصلية تيار كهربي. وذلك لأن الإلكترونات المنخفضة كثيرا عن مستوى فيرمي لا تستطيع بسهولة أن تمتص أو تعطي المقادير الصغيرة من الطاقة المستخدمة في الظواهر عند درجات حرارة عادية: فحالات الجسيم الواحد القريبة منها، فوقها أو أسفلها، تكون في الأغلب مليئة بالفعل، وباولي لا يسمح بإشغال مضاعف. هناك خاصية مدهشة لغاز فيرمي مؤداها أن هذا الغاز يبذل ضغطا حتى عند درجات حرارة منخفضة - بل، في الحقيقة، حتى عند درجة الصفر المطلق. فلنعتبر درجة الحرارة المحدِّدة هذه. يمكننا اعتبار المنظومة في المستوى الأرضي عندما تكون $T = 0$، وكما هو مثبت من المعادلة (6.3) تكون طاقة ذلك المستوى دالة في الحجم V ؛ فكلما كان الحجم أصغر كانت الطاقة أكبر. ولكي تضغط الغاز ينبغي إمداد طاقة عن طريق بذل قوة، مثلا، على أحد الجدران الذي يعمل كواجهة مكبس. يدل ذلك مقدما على ضغط يبذله الغاز على الجدران. الضغط P في حقيقة الأمر هو المشتقة السالبة للطاقة بالنسبة للحجم. بدراسة هذه المسألة يمكن إيجاد حاصل ضرب الضغط والحجم بالمعادلة:

$$PV = \frac{2}{5} N \varepsilon_f \qquad (6.4)$$ لغاز فيرمي

للمقارنة، قانون الغاز المثالي الكلاسيكي الذي يدرسه طلاب المدارس هو:

$$PV = N k_B T \quad (6.4')$$ لغاز مثالي

عند $T = 0$ لا يبذل الغاز المثالي أي ضغط، بعكس غاز فيرمي الكمي الذي يبذل ضغطا عند درجة حرارة الصفر المطلق. عند درجات حرارة عالية مقارنة بدرجة حرارة فيرمي، تختزل معادلة الحالة لغاز فيرمي إلى معادلة الغاز المثالي الكلاسيكية. وفي النطاق $T << T_f$ تبتعد المنظومة الكمية بصورة مفاجئة عن الحالة الكلاسيكية. وفي ذلك النطاق يقال إن غاز فيرمي منحل، ويتحدثون عن ضغط الانحلال degeneracy pressure .

تقع إلكترونات نطاق (شريط)* التوصيل في الفلزات ضمن ترتيب الانحلال تماما، ويكون ضغط الانحلال مساهما في المعامل الحجمي للفلزات (المعامل الحجمي يربط تغير الضغط بالتغير المناظر في الحجم). أيضا، يلعب ضغط الانحلال دورًا في فيزياء الكون. فالنجم العادي، مثل شمسنا، يتكون أساسًا من إلكترونات وهيدروجين ونيوترينوهات خلال سلسلة من تفاعلات نووية أكثر منها كيميائية. وتكون الإلكترونات وكيانات أخرى في جوهرها خاضعة لنظام الغاز المثالي الذي تتواءم فيه درجات الحرارة والكثافات مع نفسها بحيث يعمل ضغط الغاز على استقرار النجم في مواجهة الانهيار التثاقلي، والانهيار التثاقلي يشكل بالطبع تهديدا لأن القوة التثاقلية قوة جاذبة؛ فهي تعمل على أن تجذب أجزاء المادة معًا، وضغط الغاز يقاوم هذا. مع مواصلة اشتعال الهيدروجين يبدأ النجم في الانهيار تثاقليا. وهذا يعني تزايد الكثافة، ومن ثم تزايد درجة حرارة فيرمي؛ ويدخل الغاز الإلكتروني في نهاية الأمر نظام الانحلال degeneracy regime. إذا لم يكن النجم كبيرًا جدا بحيث لا تكون القوى التثاقلية كبيرة جدا، فإن ضغط انحلال الإلكترون سيكفي لإعادة استقرار النجم، في تجسيد جديد هذه المرة على هيئة قزم أبيض white

dwarf. الكتلة المحدِّدة، كما قدرها شاندرا سيخار S. Chandrasekhar لأول مرة (*)، تساوي حوالي 1.4 قدر كتلة الشمس. ويكون النجم محترقا إلى حد كبير في مرحلة القزم الأبيض، ولكنه يكون في غاية السخونة بسبب الطاقة المستخرجة من الانهيار التثاقلي الذي أوصله إلى تلك المرحلة، ثم يبرد عبر الدهور المتعاقبة. الكثافة النموذجية لقزم أبيض حوالي 10^7 مرة ضعف كثافة الشمس، ونصف قطره يساوي نصف قطر الأرض تقريبا. درجة الحرارة المركزية في حدود 10^7 درجة مئوية، وهي تبدو هائلة ولكنها كلاشيء مقارنة بدرجة حرارة فيرمي التي تبلغ حوالي 10^{11} درجة مئوية. وبقدر ما تؤخذ الإلكترونات في الاعتبار يكون القزم الأبيض عند درجة حرارة الصفر المطلق. إذا كان النجم بالغ الضخامة بحيث لا يمكن إنقاذه من الانهيار التثاقلي بواسطة الغاز الإلكتروني، فإنه سوف يعبُر إلى حالة من الكثافة العالية جدا التي تحوله إلى نظام من النيوترونات، بعد أن تكون الالكترونات والبروتونات قد اختفت تقريبا خلال التفاعل بروتون + الكترون، نيوترون + نيوترينو، وتكون النيوترينوهات قد هربت من النجم تماما. وإذا لم يكن النجم بالغ الضخامة، فإن ضغط انحلال النيوترون يمكن أن يوفر مددا ناجحا للاستقرار في مواجهة الانهيار التثاقلي. في تلك الحالة ينتهي النجم إلى نجم نيوتروني، أو بُلسار pulsar. التحليل هنا مراوغ يتطلب حذرًا وبراعة أكثر مما يتطلب القزم الأبيض لأن تآثرات النيوترون - نيوترون بالغة القوة لدرجة أن الأمر لا يكون واقعيا عندما تعامل منظومة النيوترونات على أنها غاز مكون من فرميونات غير متآثرة. وعلى أية حال، إذا كان النجم كبيرا جدا بحيث لا يمكن إنقاذه حتى بواسطة النيوترونات، وإذا لم يستطع أن ينثر ما يكفي من كتلته الزائدة في انفجار مستسعر أعظم، فإنه

(*) شاندرا سيخار عالم فيزياء نظرية أمريكي هندي، أطلق اسمه على مقراب شاندرا الفضائي للأشعة السينية الذي أطلق خلال صيف العام ١٩٩٨ . وهذا المقراب يستشعر الأشعة السينيّة الصادرة عن الأجرام السماوية التي يصعب رصدها بواسطة المقاريب الأرضية حيث يحجبها الغلاف الجوي الأرضي [المترجم].

سوف يواصل انهياره إلى أن يتحول إلى ثقب أسود black hole. وتعتبر ميكانيكا الكم على مستوى الثقب الأسود مفعمة بالحياة وموضوعًا قيد البحث المعاصر.

الذرات

كان التعامل مع ذرة الإلكترون الواحد سهلاً. أمّا بالنسبة للذرات عديدة الإلكترونات فتعتبر الحلول التحليلية التامة لمعادلة القيمة المميزة للطاقة بعيدة المنال. والواقع أنه بزيادة عدد الإلكترونات يصبح الشروع في العمل باستهلال عددي شامل ومتقن مطلبا بلا رجاء حتى في وجود الحاسبات الحديثة. لكن الخبراء في هذا المجال المتطور على نحو رائع استحدثوا بنجاح طرائق تقريب مختلفة، استنادًا إلى نماذج فيزيائية معقولة (لا تزال بحاجة إلى تطوير جوهري في التقدير العددي). وميزة النمذجة، إذا كانت جيدة، أنها تعضد الحدس الفيزيائي وتغذيه، وتوفر أساسًا مفيدا لتنظيم النتائج العددية وتفسيرها ونقلها. ولسوف نتغاضى في المناقشة التالية عن القوى المعتمدة على اللف spin وعن التصحيحات النسبوية. فالذرة عديدة الإلكترونات معقدة فعلا إلى حد كبير.

إذا أمكن التغاضي عن القوى التي تبذلها الإلكترونات على بعضها البعض، بحيث يمكن التعامل مع الإلكترونات على أنها مستقلة الحركة في مجال النواة الجذبي، فإن الأمور ستكون يسيرة. الحالات المميزة (الخاصة) لجسيمات عديدة ستكون نواتج تماثلية مضادة للحالات المميزة لجسيم واحد؛ وسوف تكون الطاقات المناظرة حواصل جمع طاقات الجسيم الواحد - وقد سبق التطرق إلى كل هذا، ومن ثم يكفي حل مسألة الجسيم الواحد. أضف إلى ذلك أننا بالطبع نعرف الحلول تحليليا بالفعل بالنسبة للجهد الكولومي.

والعقبة تكمن في أن إهمال تآثرات الإلكترون - إلكترون في الذرة ليس بالفكرة الجيدة. ولمتابعة ذلك، دعنا نأخذ في الاعتبار الحالة الأرضية لذرة بها إلكترونان. تعطي مستويات الطاقة في حالة إلكترون مفرد في مجال نواة عددها الذري Z بالمعادلة (5.15). وفيما يلي نستبدل الرمز E_n هناك بالرمز ε_n لتوضيح أن هذه هي طاقة جسيم واحد. وبذلك تكون طاقات الجسيم الواحد عدديا هي:

$$\varepsilon n = -13.6 \; \frac{Z^2}{n^2} \qquad \text{electron volts}$$

في حالة ذرة بها إلكترونان، وبإهمال جهد الإلكترون - إلكترون، سوف يكون كلا الإلكترونين للحالة الأرضية في الحالة الفراغية n = 1 - أحد الإلكترونين لفّه إلى أعلى، والآخر لفّه إلى أسفل. بناء على ذلك تكون الطاقة المتوقعة للحالة الأرضية لذرة الهيليوم (Z = 2) هي 108.8 eV -، لكن القيمة العملية هي 78.9 eV-. فالتناقض بين القيمتين هنا واضح وملموس، وليس من الصواب ببساطة الأخذ بفكرة تجاهل تآثرات الإلكترون - إلكترون. وينسحب هذا أيضًا على الذرات التي بها أكثر من إلكترونين .

لهذا أصبح ضروريا أن نبحث عن مقاربات لإدخال هذه التآثرات بتقريب معقول، وتكون هذه المقاربات في الوقت ذاته طيّعة حسابيا. وسوف تعتمد طبيعة طرق التقريب المتفق عليها، جزئيًا، على أنواع الأسئلة المطلوب معالجتها (مثال ذلك، معرفة ما إذا كانت هذه الأسئلة معنية بالحالات الأرضية والأدنى أو بالحالات عالية الإثارة للذرة) ؛ أيضًا، معرفة مدى الطواعية المقبولة للمقاربات. فيما يتعلق بالحالات الأرضية وما دونها بصفة خاصة، ينبغي أن تكون المقاربة التي يمكن وصف غرضها على الأقل بسهولة، إذا لم يتيسر تنفيذها حسابيا، مبنية على مايلي: أي إلكترون في ذرة عديدة الإلكترونات يكون متأثرا بكل الالكترونات الأخرى بالإضافة إلى تأثير النواة

الواقع عليه. وبمعلومية التوزيع الاحتمالي الفراغي للإلكترونات الأخرى يمكن حساب صافي القوة المؤثرة في الإلكترون قيد الاعتبار من جانب زملائه، بالإضافة إلى تأثير النواة طبعا. بهذه الوسيلة يمكن حساب الجهد الفعّال effective potential المؤثر في الإلكترون، وهو الجهد الذي يأخذ في الاعتبار الإلكترونات الأخرى. لكن التوزيع الاحتمالي هذا لا يكون معلوما حتى يتم حل مسألة القيمة المميزة لطاقة جسيمات عديدة، وهذا يبدو إذن أنه يسير في حلقات. من ناحية أخرى، اقترحت طرق تقريب متنوعة للمساعدة في إجراء محاولة اختبار تخمينية للجهد الفعال، ومن ثم إدخال تحسينات عليه على نحو متساوق ذاتيا، أو بطرق أخرى تؤدي إلى اختبار مقبول للجهد الفعال. عندئذ تعالج الإلكترونات كما لو كانت تتحرك مستقلة في هذا الجهد، مؤكِّدة (مع طرح الموضوع بتفاؤل) أن قوى الإلكترون - إلكترون قد أُخذت في الاعتبار، على الأقل تقريبيا. وعادة ما يذهب المرء إلى أبعد من هذا قليلا ويقصر نفسه على إيجاد جهد مركزي معقول .

إن الخطوات (الطرق) المتبعة لإدراك الجهد الفعال فنية بدرجة عالية. وتكفي الإشارة عَرضًا إلى أسماء اثنين من أشهر المقاربات : فهناك تقريب هارتري - فوك Hartree - Fock ونموذج فيرمي - توماس Fermi - Thomas. وبمجرد وقوع الاختيار على جهد مركزي فعّال V_{eff}، بطريقة أو بأخرى، فإن حل مسألة الحالة المقيدة لجسيمات عديدة يُختزل إلى حل مسألة الجسيم الواحد في ذلك الجهد. هذا لأن الإلكترونات، في التقريب قيد المناقشة، تُعامل على أنها متحركة باستقلالية في الجهد الفعال. وبديهي أن ذلك الجهد يخضع إلى حد بعيد للقانون الكولومي $1/r$، وهو قاصد إلى أن يكون أكثر تعقيدًا، ومسألة الجسيم الواحد يمكن حلها تحليليا. إلا أن الحاسبات الحديثة لا تستطيع إزاء هذا أن تكون على مستوى جيد بدرجة كافية للتغلب على المشكلات. ويتنفس المرء الصعداء لمجرد أن اختزلت مسألة

الجسيمات العديدة إلى مهمة جسيم واحد، حيث يُستغل التفكير المضني والعمل الحاسوبي الشاق حقيقة في السعي لإدراك جهد فعال جيد. ولنضع نصب أعيننا أن ذلك الجهد ليس عموميا بأية حال، ولكنه يختلف باختلاف الذرات (أي باختلاف عدد الإلكترونات) .

هب أننا نتعامل مع الجهد الفعال للحالة الأرضية (أو حالة ما مثارة قليلا) لذرة متعادلة تحتوي على Z إلكترونا. يمكننا أن نتوقع سلفا بعض الخصائص المحدِّدة التي ينبغي توافرها في جهد فعال معقول $V_{eff}(r)$.

(1) ينبغي أن يسود الجهد الكولومي النووي غير المستتر كلما تحرك الإلكترون بجوار النواة وكان قريبا جدا منها. ومن ثم نتوقع أن:

$$V_{eff}(r) \rightarrow -Ze^2/r\ , \quad \text{as } r \rightarrow 0$$

(2) كلما تحرك الإلكترون بعيدا جدا عن النواة وعن رفاقه من الإلكترونات، فإنه يرى النواة المحجوبة عنه بالإلكترونات المتبقية Z – 1 على هيئة نقطة صغيرة صافي شحنتها e ؛ ومن ثم نتوقع أن:

$$V_{eff}(r) \rightarrow -e^2/r \quad , \qquad \text{as } r \rightarrow \infty$$

وعندما لا تكون المسافات صغيرة جدًا ولا كبيرة جدًا، تتجه دالة الجهد إلى أن تكون معقدة.

مهما يكن من أمر تفاصيل ذلك الجهد، وبما أنه مركزي (بمقتضى البنية والمعنى)، فإننا نعرف أن كمية الطاقة التي يمكن قياسها لجسيم واحد تكون تبادلية Commutes مع كميتي التحرك المداري الزاوي L^2 و L_z ؛ وأيضا مع متغير اللف المغزلي للإلكترون S_z (انظر مناقشة الجهود المركزية في الفصل الخامس). وبهذا تكون الحالات المميزة (الخاصة) لطاقة جسيم واحد مرقمة labelad بالعددين الكميين لكميتي التحرك المداري الزاوي l و m_l، وبالعدد

الكمي اللفي m_s والعـدد الكمي الرئيس n. تعـتـمـد طاقـات الجـسم الواحـد المناظرة $e_{n,l}$ على n و l فـقط. نذكّـر بأن الانحـلال هو (1+ 2 l) 2، حـيث يظهر المعامل 2 في المقدمة من حقيقة أن ms لا تستطيع أن تأخذ إلا قيمتين فـقـط (اللف إلى أعلى على طول المحـور Z وقـيـمـتـه $\frac{1}{2}$ واللف إلى أسـفل وقيمته $-\frac{1}{2}$) ؛ والمعامل $(2l + 1)$ هو عدد القيم الممكنة للعدد الكمي m_l.
إذا كانت l و m_l و m_s معلومة، فإن العدد الكمي الرئيس يكون هو دليل العدّ (المعدودات) counting index الذي يميـز حالات الطاقة المختلفة: بموجـب الاصطـلاح، يبدأ العد لقيمة معينة l عند $n_{min} = l + 1$.

هذا هو المكان المناسب الآن لإدخال مفهوم ظل اصطلاحيا لفترة طويلة، في الفيزياء الذرية أولا، ثم في سياقات أوسع بعد ذلك. يصاحب كل قيمة من قيم l حرف أبجدي، طبقا لما تم الاصطلاح عليه هكذا:

قيمة l	دلالة الحرف
0	s
1	p
2	d
3	f

القائمة بعد الحرف f أبجدية. وقد حذف الحرف e تمامًا تفاديا لأي لـبس مع الشـحنة الإلكترونيـة. بديهي أن المرء يستنفد الحـروف ويعود في نهـاية الأمـر إلى الدلالة العـددية للعـدد الكمي l. لكن طالما أن الحـروف مسـتخـدمة للعدد الكمي l، فإن العدد الكمي الرئيس n والدلالة الأبجدية للعدد الكمي l يُضمّان معا في تعبيرات من قبيل 2s و 4p، وهكذا، لترمـز

على التوالي إلى حالات جسيم واحد : $(n = 2 , l = 0)$ و $(n = 4 , l = 1)$، وهكذا. لن تقابلك أبدًا حالة مثل 3 f، لأن هذا يخالف العدّ الاصطلاحي الذي يقضي بأن n لا يمكن أن تكون أصغر من $l + 1$.

بموجب ذلك العد الاصطلاحي، تزداد الطاقة $\varepsilon_{n,l}$ مع زيادة n لقيمة معلومة l. ويحدث بالطبع انحلال في l يستمر مع الجهد الكولومي. لن نسجل هنا القيم العددية الفعلية لطاقات الجسيم الواحد، فهي تختلف في أي حالة من ذرة لأخرى بسبب حقيقة مؤداها أن الجهد الفعال يختلف باختلاف الذرات على أية حال، هناك جهود فعالة مختلفة صالحة للعرض. من ناحية أخرى، يمكننا أن نقدم على الأقل بعض الإيضاح لترتيب المستويات على مقياس الطاقة. بالنسبة لذرات نموذجية، يكون التتابع، بدءًا بأقل طاقة، هو

1s, 2s, 2p, 3s, 3p, {4s, 3d}, 4p, {5s, 4d}, 5p, 6s, {5d, 4f}, 6p, 7s, {6d, 5f}

لانريد أن نذهب إلى أبعد من هذا، حتى بالنسبة لليورانيوم. المستويات المتقاربة في الطاقة وضعت بين قوسين، مع عكس ترتيبها النسبي في بعض الذرات. ينبغي أن نلاحظ هنا أن الدالة الموجية الفراغية للعدد الكمي l تنتشر بصورة متزايدة إلي الخارج في الاتجاه القطرى كلما زاد العدد الكمي الرئيسي؛ أي أن نصف القطر المتوسط $\langle r \rangle$ ينمو مع n. وهي أيضا الحالة التي تعكس نوعا من الطرد المركزي، والتي تخمد فيها الدالة الموجية القطرية بصورة متزايدة بالقرب من نقطة الأصل، أي بالقرب من النواة، كلما زاد العدد الكمي لكمية التحرك الزاوي بمعلومية n. أخيرًا، قبل أن نواصل ينبغي أن نذكّر بأن هذا النهج الشامل في التعامل مع الجهد الفعال عبارة عن طريقة تقريب مصممة، بقدر ما نناقشها هنا، لمعالجة الحالات الأرضية للذرات عديدة الالكترونات، وللتعامل، بإحكام أقل، مع الحالات الأدنى إثارة.

نحن الآن مستعدون للتعامل مع الذرات، طبقا لطريقة التقريب قيد المناقشة، أي حالة من حالات ذرة عديدة الإلكترونات تكون محددة تماما بوضع قائمة حالات الجسيم الواحد التي تم إشغالها. نعيد الى الأذهان أن الأخيرة تحدد بأعداد الكم الأربعة n و l و m_l و m_s، وأن الطاقات $\varepsilon_{n,l}$ معتمدة فقط على n و l. وينسب إلى باولي أن عدد الإشغال لأي حالة جسيم وحيد يمكن أن يكون 0 أو 1 فقط. لكن، بالرغم من أنه لا يمكن لأي إلكترونين أن يتقاسما كل الأعداد الكمية الأربعة، فإنه يمكن اشتراك إلكترونين أو أكثر في العددين الكميين n و l، وبهذا يكون لهما نفس نصيب طاقة الجسيم الواحد، بشرط أن يكونا في حالتين مختلفتين في أحد العددين الكميين m_l و m_s أو في كليهما .

أما فئة حالات الجسيم الواحد التي عددها $2\,(2\,l + 1)$ فتختلف في m_l و m_s، ولكنها تتقاسم نفس العددين الكميين n و l مكونة ما يسمى قشرة (غلاف) shell. وبهذا فإن القشرة ns يمكن أن تتسع لاستيعاب إلكترونين، والقشرة np لاستيعاب ستة إلكترونات، والقشرة nd لاستيعاب عشرة إلكترونات، وهكذا .

لنبدأ بذرة الهيليوم. واضح أن المستوى الأرضي يجب إشغاله بإلكترونين في الحالة (الطاقية) 1s، أحدهما لفّه إلى أعلى والآخر لفّه إلى أسفل. يطلق على عملية الإشغال هذه مصطلح «التوزيع (أو الترتيب) الإلكتروني» electronic configuration، ويكتب هكذا : $(1s)^2$، ويقال عندئذ أن القشرة 1s مليئة، أو مغلقة. الحالة الأرضية (العادية) للهيليوم مقيدة بإحكام؛ وطاقة التأين ionization energy التجريبية، أي الطاقة اللازمة لإبعاد أحد الإلكترونين وترك الإلكترون المتبقي في حالة أرضية أيونية، هي $I = 24.6$ eV، وهي كمية كبيرة. هذا هو السبب في أن ذرة

الهيليوم خاملة كيميائيا، حيث يصعب في حقيقة الأمر، سحب إلكترون ونزعه ولو جزئيا ليساعد في ربط ذرة الهيليوم بذرات أخرى. الهيليوم إذن غاز خامل.

لذرة الليثيوم المتعادلة ثلاثة إلكترونات، والقشرة 1s لا تتسع لاستيعاب هذه الإلكترونات جميعها. لهذا فإن التوزيع الإلكتروني للمستوى الأرضي لذرة الهيليوم هو $(ls)^2$ (2s): إلكترونان في القشرة ls وإلكترون في القشرة 2s. إذا أمكن إهمال تآثرات الإلكترون - إلكترون، فإن الطاقة اللازمة لانتزاع الإلكترون 2s ستكون 30.6 eV، وهي قيمة تنتج من الصيغة الخاصة بالذرات شبيهة الهيدروجين $13.6\ (Z^2/\ n^2)$ eV، حيث Z = 3 و n = 2. من الناحية الأخرى، إذا أمكن افتراض أن الجهد النووي محاط كاملاً بالإلكترونين في ls، فإن الإلكترون 2s سوف يرى عددًا ذرّيا فعّالاً $Z^* = 1$، وستكون طاقة التأينeV 3.4 فقط. لكن طاقة التأين التجريبية هي في الحقيقة I = 5.4 eV. هذا كما لو كان بارامتر الشحنة الفعالة الذي يراه بالإلكترون التكافؤ valence elecrtron الموجود خارج القشرة المغلقة $(1s)^2$ هو $Z^* = 1.3$. هذا يعني قدرًا كبيرًا من الحجْب، ولكنه ليس الأقصى تماما .

لذرة البريليوم أربعة إلكترونات في التشكيل (الترتيب) $(ls)^2\ (2s)^2$. هذا، مرة ثانية، توزيع لغلاف مغلق تماما، كما في حالة الهيليوم. إلا أن البريليوم - بخلاف الهيليوم - ليس خاملاً كيميائيا، فقد حدث أن تواجد المستوى 2p أعلى قليلا فى طاقته من المستوى 2s. وتستغل الذرات الأخرى هذه الميزة عندما ترتبط بالبريليوم بأن توفر كمية الطاقة الصغيرة اللازمة لرفع الإلكترون من 2s إلى 2p، وأن تكتسب في المقابل طاقة بإعادة ترتيب تركيباتها الإلكترونية الخاصة بها بطريقة تحقق الربط بينها. وتفصيلات عمليات الربط الكيميائي تخرج عن نطاق عرضنا الشامل لإلقاء الضوء على الذرات. إذا بدأنا بالبورون

(Z = 5)، ويليه الكربون (6)، ثم النيتروجين (7)، فالأكسجين (8)، مرورًا بالفلورين (9) حتى نصل إلى النيون (10)، فإننا نضيف كل إلكترون جديد إلى القشرة 2p بحيث يكون للبورون التشكيل الإلكتروني $(1s)^2\ (2s)^2\ (sp)$؛ وللكربون الترتيب $(1s)^2\ (2s)^2\ (2p)^2$ ؛ ونستمر على نفس المنوال حتى الفلورين $(1s)^2\ (2s)^2\ (2p)^5$ ؛ والنيون $(1s)^2\ (2s)^2\ (2p)^6$.

النيون غاز خامل (كيميائيا) لأن جميع قشراته (أغلفته) مغلقة (ممتلئة)، ويلزم كمية كبيرة من الطاقة لانتزاع أي من الإلكترونات للمشاركة في عملية الربط الكيميائي. أما الفلورين فيعوزه إلكترون واحد ليكون توزيع القشرة 2p مغلقا، وهذا يجعله توّاقا لإلكترون خارجي، ومن ثم فإنه نشيط كيميائيا، أي متلهف لقبول إلكترون من شريك يتحد معه. العنصر الذي يأتي بعد النيون هو الصوديوم (Z = 11)، والتوزيع الإلكتروني لذرته يزيد على الهيليوم إلكترونا واحدا ينبغي تسكينه في القشرة 3s. هذا يعني أن التوزيع الإلكتروني لذرة الصوديوم هو (Ne) (3s)، حيث يمثل الرمز (Ne) التوزيع الإلكتروني للنيون، توفيرًا للمكان. وعلى نفس المنوال يكون التوزيع الإلكتروني لذرة المغنسيوم هو $(Ne)\ (3s)^2$، وهذه حالة قشرة مغلقة، إلا أن المغنيسيوم، كما هي الحال مع البريليوم، ليس خاملا (كيميائيا) لأن المستوى 3p لا يبتعد كثيرًا عن المستوى 3s على مقياس الطاقة .

يحدث التوزيع الخامل التالي للأرجون (Z = 18)، حيث إن له قشرة P مليئة، والتشكيل هو $(Ne)\ (3s)^2\ (3p)^6$. ويُبنى التسلسل الطويل من البوتاسيوم حتى الكريبتون على توزيع الأرجون، حيث يتم الإشغال أولاً للقشرة 4s، ثم للقشرة 3d (مع تعديل بسيط جدا فيه بعض الخلط بين هاتين القشرتين المتزاحمتين على طول الطريق)، ثم للقشرة 4p. والكريبتون = Z) (36 خامل كيميائيا، مثل سابقيه: الهيليوم والنيون والأرجون، وتوزيعه

الإلكتروني هو $(Ar)\ (4s)^2\ (3d)^{10}\ (4p)^6$. أما بالنسبة للتسلسل من الروبيديوم إلى الزينون فإنه مبني على توزيع الكريبتون، بإضافة إلكترونات القشرة 5s، ثم القشرة 4d (مع بعض الخلط والنقل جيئة وذهوبا)، ثم القشرة 5p. التوزيع الإلكتروني للزينون هو $(Kr)\ (5s)^2\ (4d)^{10}\ (5p)^6$. وهكذا يستمر توزيع الإلكترونات في الذرات. وسوف نتوقف برحلتنا الذرية عند هذا الحد (*).

المزيد عن البوزونات المتطابقة

مبدأ باولي غير موجود بالنسبة للبوزونات المتطابقة، ومن ثم لا يوجد حدّ لأعدادها التي يمكن أن تشغل نفس حالة جسيم واحد. والبوزونات تفضل، من عدة أوجه، أن تكون معًا [متجمعةً في حالات متماثلة، بعكس الفرميونات الفردانية المحبة للعزلة في عالم الجسيمات الكمومية]. اعتبر، على سبيل المثال، غاز بوزون حرًا مناظرًا لغاز الفرميون الحر الذي نوقش من قبل؛ وتحديدًا، اعتبر تجمعا من بوزونات متطابقة عددها N تشغل صندوقا مكعبا ماكروسكوبيا (عيانيا) حجمه L^3. إذا كان الصندوق كبيرًا، فإن مستويات الجسيم الواحد ستكون قريبة جدا من بعضها عند تقديرها على المعايير الماكروسكوبية. حتى الآن لا يوجد فرق بين البوزونات والفرميونات. وكيف (ولماذا) يكون هناك فرق، إذا كنا نتحدث عن حالات جسيم مفرد ؟ أما بالنسبة لغاز عديد البوزونات، بعكس غاز فيرمي، فإن الحالة الأرضية يكون فيها كل البوزونات موجودة في نفس المستوى الأدنى للجسيم الواحد، ومن ثم

(*) كلما تقدمنا نحو العناصر ذات القيم الكبيرة للعدد الذري Z كلما قلّت جدوى مفهوم القشرات. ويعود ذلك إلى أن التباعد بين مستويات الطاقة صغير نسبيا عند قيم n الكبيرة. وفي هذه الحالات قد يؤدي التنافر بين الإلكترونات المختلفة في الذرة - أحيانا - إلى وجود طاقات من الكبر بحيث تلغي تأثير فروق الطاقة الموجودة بين القشرات. وعلى الرغم من ظهور هذه المشكلة، يظل مفهوم القشرة مفيدًا للاعتبارات الوصفية [المترجم].

تكون طاقة الحالة الأرضية للبوزونات N مساوية أساسًا للصفر إذا كانت المنظومة ماكروسكوبية (عيانية). لكن هناك شيئا آخر أكثر إثارة للانتباه. بالنسبة لمنظومة جسيمات عيانية، يوجد طيف كامل لمستويات طاقة متقاربة جدا بحيث يمكن اعتبارها متصلة عمليا، وممتدة من المستوى الأرضي إلى أعلى. وعند درجة حرارة الصفر المطلق يجب أن تكون المنظومة في الحالة الأرضية لجسيمات عديدة؛ لكن عند درجات حرارة أعلى من الصفر المطلق ولو قليلا جدا يتوقع المرء أن تنتشر المجموعة في المدى الكامل لمستويات أدنى للجسيمات N. في حقيقة الأمر، هناك العديد من هذه المستويات؛ وهي أيضًا متقاربة جدا، ومن الكثرة بحيث لا يكون لأي منها - بما فيها المستوى الأرضي - وزن (تأثير) ثيرموديناميكي كبير، أو هكذا يُعتقد. لكن النتيجة المثبتة في النهاية غير ذلك ! فهناك انتقال طوري ثيرموديناميكي مشهور يسمى «تكاثف بوز - أينشتين» Bose-Einstein condensation أمكن التنبؤ به لغاز البوزونات الحرة، وذلك على النحو التالي، توجد درجة حرارة حرجة معينة تسمح بحدوث التوقع المذكور أعلاه: وهو عدم وجود إشغال occupation ملموس لأي مستوى خاص أحادي الجسيم، بما في ذلك المستوى الأرضي. إلا أن كسرًا متناهيًا من البوزونات يتكاثف condense كما يقال - عند درجات حرارة أقل من درجة الحرارة الحرجة، ليصبح في المستوى الأرضي لجسيم واحد. نحن لا نحتاج هنا إلى أن نقدم صيغة (معادلة) لدرجة الحرارة الحرجة هذه؛ ولكنها تعتمد بطريقة محددة ويمكن حسابها على كتلة البوزون وعلى كثافة العدد number density والأمر المهم هو أن تأثير هذا التكاثف يظهر في شكل تغيرات معينة، مميزة ومتوقعة، لخواص ثرموديناميكية مختلفة، مثل الحرارة النوعية، بمجرد عبور المنظومة من درجة حرارة أعلى مباشرة من الدرجة

الحرجة إلى درجة حرارة أقل مباشرة من الدرجة الحرجة. إن غاز البوزونات الحرة نموذج مفروض على نحو مثالي، لكن المؤشرات الكيفية لتأثير بوز - أينشتين يمكن اكتشافها في منظومات واقعية معينة .

هناك ميل تجميعي معين يحظى بأهمية عملية بالغة وأهمية علمية مدهشة بنفس الدرجة لأنه يُظهر نوعًا من البوزونات التى نراها يوميًا - هي الفوتونات. إن انبعاث فوتونات أو امتصاصها بواسطة منظومات مادية، مثل الذرات، يتطلب آلية نظرية المجال الكمية لفهمها فهما سليمًا. ومع ذلك، استطاع أينشتين، مستندًا إلى طيف الجسم الأسود لبلانك ومستخدمًا تعليلا ثرموديناميكيا رائعا، أن يحرز تبصُّرًا عظيما يعود إلى عام ١٩١٧ أيام نظرية الكم القديمة. فقد اعتبر الانتقالات المشعة بين أي زوج معلوم من مستويات الطاقة في ذرة (أو جزيء) ما. هب أن E_I و E_{II} يرمزان إلى الطاقتين، وافترض أن $E_{II} > E_I$. سوف نركز فيما يلي على فوتونات ذات تردد دائري $w = (E_{II} - E_I)/\hbar$ ، متحركة في اتجاه ما معين ذي استقطاب معين. الامتصاص absorption يعني انتقالاً تقفز فيه الذرة إلى أعلى من مستوى I إلى مستوى II نتيجة امتصاصها فوتونًا ساقطا من النوع قيد الدراسة. أما الانبعاث emission فيعني إشعاع فوتون عندما تقفز الذرة إلى أسفل من مستوى II إلى مستوى I.

من قبيل الحدس (وهو صحيح) أن يكون معدل الامتصاص متناسبا مع فيض الفوتونات الساقطة. وبالنسبة للانبعاث، كان ما استنتجه أينشتين هو أن المعدل التلقائي يعني الانبعاث الذي يحدث حتى في غياب فوتونات مجاورة موجودة من قبل. وحد الانبعاث المستحث، تماما كحد الانبعاث التلقائي، هو إسهام يتناسب مع فيض فوتونات مع النوع المذكور موجود من قبل. وبناء على هذا، كلما زادت تلك الفوتونات القريبة فعلا،

كانت الذرة أكثر ميلاً لأن تُشع أكثر. الفوتونات بهذا المعنى تميل إلى أن تكون سويّةً. وظاهرة الانبعاث المستحث هذه تشكل لب فكرة الليزر. إطار الوصف العام بإيجاز كما يلي. ابدأ بمنظومة ذرات في الظلام (إذا جاز القول)، واستحث هذه المنظومة بطريقة ما ليبدأ انبعاث تلقائي وفير، ثم اقتنص ذلك الإشعاع بدقة كافية. بذلك تتعاظم الشدة من خلال الانبعاث المستحث .

الموصلية الفائقة ظاهرة أخرى يضرب فيها المثل بالنزعة «التجميعية» لبوزونات متطابقة. يفقد العديد من الفلزات، ليس كلها، كل المقاومة الكهربية تحت درجة حرارة حرجة تسمى درجة حرارة الانتقال T_C. ودرجات حرارة الانتقال منخفضة جدا إلى أقل من بضع عشرات من الدرجات فوق الصفر المطلق بالنسبة للموصلات الفائقة superconductors التقليدية ذات درجة الحرارة المنخفضة. لكنها ليست كذلك بالنسبة لمجموعة الموصلات الفائقة عالية درجة الحرارة التي تم اكتشافها حديثا، حيث تزيد T_C في بعض الحالات على مائة درجة فوق الصفر المطلق. على أن ما يدعو للدهشة بصورة خاصة فيما يتعلق بالموصلات الفائقة، غير موصليتها الكهربية التامة، هو سلوكها في المجالات المغناطيسية. فإذا طبق مجال مغناطيسي على فلز بعد تبريده إلى حالة الموصلية الفائقة، فإن المجال لن يخترق الموصل الفائق (الشرط: يجب أن لا يكون المجال المغناطيسي قويا جدا). لكن افترض أن هناك مجالا مغناطيسيا مطبقا خلال العينة وهي لا تزال في حالة عادية. إذا بردت العينة الآن إلى أقل من درجة حرارة الانتقال، فإن المجال المغناطيسي سوف يُطرد بعيدا عنها. وإذا أبعد الآن مصدر المجال الخارجي، فإن مجالاً مغناطيسيا سوف لا يزال باقيا هناك في الحيز المحيط خارج الموصل الفائق. لقد نتج هذا المجال بتأثير التيارات الكهربية المستحثة في الطبقات

السطحية للفلز بواسطة المجال الخارجي قبل إزالته. وبمجرد تولد هذا التيار المستحث فإنه يظل مستمرا بسبب انعدام المقاومة في الموصل الفائق. افترض أن العينة على شكل حلقة. سوف يكون هناك فيض مغناطيسي أسير يمر خلال المساحة المحاطة دائريا بالحلقة. يعتمد مقدار الفيض الأسير، بطبيعة الحال، على شدة المجال المغناطيسي الخارجي الذى كان موجودًا في البداية، وهي شدة كان يمكن أن تأخذ أي قيمة تقديرية - فهي عامل ضابط بصورة مستمرة. ما يدعو للدهشة من منظور ميكانيكا الكم هو أن الفيض الأسير الذي ظل باقيا بعد إبعاد المجال الخارجي يتكون فقط من وحدات منفصلة، مضاعفات كم الفيض Q / 2pħc، حيث $Q = 2e$ (e هو مقدار شحنة الإلكترون) .

ماذا يفعل هذا كله مع بوزونات متطابقة ؟ التيار الكهربي في الفلز محمول بالإلكترونات متحركة، والإلكترونات عبارة عن فرميونات وليست بوزونات. لكن هناك تأثير مهم وفعال في الموصلات الفائقة (سوف نعتبر فيمايلي الموصلات الفائقة منخفضة درجة الحرارة). بديهي أن القوة الكولومية بين زوج من الإلكترونات قوة تنافر (لأن الشحنات المتماثلة تتنافر). لكن الإلكترونات في الفلز تتآثر أيضا مع الأيونات الموجبة التي تشكل هيكل الفلز وبنيته. فالأيونات لا تنتقل كثيرًا، ولكنها تتذبذب، كل منها حول موضع اتزانها. ومن خلال الوسيط الذي تؤلفه هذه الذبذبات تؤثر الإلكترونات بعضها في بعض بقوة تتجاوز القوة الكولومية المباشرة. يحدث هذا لأن أي إلكترون يؤثر بقوة في منظومة تذبذبية تؤثر بدورها بقوة في إلكترون آخر. في حالة الموصلات الفائقة منخفضة درجة الحرارة تكون هذه القوة تجاذبية وتفوق القوة الكولومية التنافرية بين أي زوج من الإلكترونات. الخلاصة، عمومًا، أن الإلكترونات المترابطة في شكل ازواج، والمنظومة المفيدة المكونة من فرميونين ما هي إلا بوزون شحنته $Q = 2e$.

وهكذا يمكن - بتقريب شديد - النظر إلى المجموعة (المنظومة) المكونة من إلكترونات توصيل عددها N فى موصل فائق على أنها مكونة من تجميع لمثل هذه الأزواج الشبيهة بالبوزونات. تميل هذه البوزونات عند درجات حرارة منخفضة إلى أن تشغل نفس الحالة في الوصلات العادية. تنشأ المقاومة الكهربية لأن الإلكترونات تفقد أثناء سريانها قدرًا من الطاقة نتيجة لتصادماتها بعضها مع بعض ومع الأيونات. أما الموصلات الفائقة، فإن الإلكترونات المرتبطة في شكل أزواج بوزونية لا يسهل تفككها أو فصلها.



7

ماذا يجري الآن؟

تعنى ميكانيكا الكم بالاحتماليات، بينما يهتم الملاحظون بالحقائق: قراءات مقاييس، مسارات (خطوط) في مستحلب فوتوغرافي، طقطقات لعداد جيجر، وهكذا. السؤال الكبير هو: كيف تتحول الاحتماليات إلى حقائق؟ الإجابة الوصفية هي أن هذا التحول يتم وقتما يمكن إجراء قياسات على المنظومة الكمية قيد الاعتبار. من الناحية العملية، على حد علمنا، هذه الإجابة تعتبر صحيحة؛ لكنها مُلغِزة ومحيرة. ذلك أن أجهزة القياس. استنادا إلى هذا الرأي، ينظر إليها على أنها تقع خارج البنية الاحتمالية لميكانيكا الكم. وعندما تُدعى، فإنها تتدخل وتقوم بانتقاء محدد من بين البدائل المتنافسة؛ و «تنهار» الدالة الموجية للمنظومة متحولة إلى الحالة المنتقاة، في سلسلة من

ميكانيكا الكم لا تستطيع بذاتها أن تحدد أيا من هذه النتائج تجسد الحقيقة فعلا.
المؤلف

قياسات مكررة تحت شروط ابتدائية متطابقة، سوف يُنتج جهاز القياس سلسلة من انتقاءات مختلفة، وتُملي قواعد ميكانيكا الكم التوزيع الاحتمالي. لكن يبقى أن يظهر جداءٌ ما خاص لكل قياس مفرد.

تكمن المشكلة المتعلقة بهذا في أن الجهاز A_1 المستخدم في القياس، مثله كجزء من الطبيعة مثل منظومة الكم Q_1 المطلوب استنطاقها. فالاثنان معا يكوّنان منظومة كم كبيرة Q_2 تجري عليها ميكانيكا الكم مرة ثانية توكيدات احتمالية فقط. طبعا، إذا أُدخل جهاز «خارجي» جديد لإجراء قياسات على Q_2، فإن حقائق سوف تظهر مرة أخرى - أي نتيجة خاصة في كل مرة. لكن A_2 في حقيقة الأمر ينبغي أن يكون أيضا جزءا من الطبيعة، ومن ثم يجب أن نكون قادرين على اعتبار $Q_2 + A_2$ منظومة كمية أكبر Q_3 نعود في حالتها إلى الاحتماليات فقط .. وهكذا. يبدو هناك أنه لا يوجد شيء في ميكانيكا الكم يكشف عن كيفية تحول الاحتمالات إلى حقائق .

دعنا نواصل هذا بمثال. افترض أن منظومة الكم عبارة عن جسيم مفرد ذي لفّ. ولتفادي تعقيدات معينة غير متصلة بالمناقشة الحالية، هب أن الجسيم متعادل كهربيا، وليكن نيوترونا (أو ذرة متعادلة) مثلا. افترض أن الكمية المطلوب قياسها هي مركبة اللف على طول محور ما معلوم. بالرغم من أن النيوترون متعادل كهربيا، إلا أن له عزما مغناطيسيا (كما هي الحال بالنسبة لذرات عديدة متعادلة). وهذا يمثل وسيلة (مقبضا) للإمساك باللف. هناك بنية (تجريبية) عيارية استخدمها «شتيرن» O. Stern و«جرلاخ» W. Gerlach لأول مرة، وفيها يفاد من مجال مغناطيسي غير متجانس في قياس مركبة اللف على طول أي اتجاه معلوم، وليكن المحور z . ويمكن القيام بذلك لأن المجال المغناطيسي غير المتجانس يبذل قوة على ثنائي القطب المغناطيسي؛ ويكون عزم ثنائي القطب متناسبا مع متجه كمية التحرك الزاوي اللفي للجسيم. تنحرف دفعة (رزمة) الموجات النيوترونية، حين تمر

خلال الجهاز، في اتجاه ما (إلى اليمين مثلا) إذا كان اللف إلى أعلى. في حين تنحرف في الاتجاه الآخر (إلى اليسار) إذا كان اللف إلى أسفل. توضع المكشافات على اليمين وعلى اليسار. فإذا سجل مكشاف الجهة اليمنى عدًا، نعلم من ذلك أن اللف إلى أعلى، وإذ سجل مكشاف الجهة اليسرى فإن اللف يكون إلى أسفل. يمكننا تخيل المكشافين مثبتين بكلاّب إلى مقياس يتحرك مؤشره إلى موضع مرقّم M^+ للّف الأعلى، وإلى موضع مختلف ومميز تمامًا M^- للّف إلى أسفل. وليرمز M° إلى موضع التعادل للمؤشر. يمكننا الآن توصيف الموقف على النحو التالي. افترض أن المقياس في موضع التعادل M° قبل أن يدخل النيوترون الجهاز، وأن لف النيوترون إلى أعلى. يرمز لهذه الحالة الابتدائية بالرمز $(\uparrow. M^\circ)$، حيث يُمثل السهم $\uparrow$ اللف إلى أعلى. بفرض أن النيوترون يحافظ على بقاء مروره خلال المكشاف دون أن تتغير حالة اللف، تكون الحالة بعد الكشف هي $(\uparrow. M^+)$: المؤشر في الموضع M^+ ولف النيوترون إلى أعلى. وهكذا يمكن ترميز الانتقال من حال ما قبل القياس إلى الحال بعد القياس كما يلي:

$$(\uparrow. M^\circ) \rightarrow (\uparrow. M^+) \qquad (7.1)$$

ويكون انتقال القياس في حالة اللف إلى أسفل $\downarrow$ هو :

$$(\downarrow. M^\circ) \rightarrow (\downarrow. M^-) \qquad (7.2)$$

لابد من القول بأن هناك فعلاً قدرًا ضئيلا من المثالية في هذا الوصف؛ فنحن نفترض أن جهاز القياس يؤدي مهمته على نحو كامل، بينما ستكون هناك عيوب محتومة يتعذر اجتنابها. على سبيل المثال، الانحناء يمينا أو يسارا، الذي تحدثنا عنه، يتصل بمركز كتلة الدفعة الموجيّة النيوترونية. وقد يحدث أن تنطبق الدفعة الموجية المنحرفة يمينا (أو يسارا) جزئيا بعض الشيء مع المكشاف الأيْسر (أو الأيمن) لأن الدفعة (الرزمة) تكون منتشرة في البداية

إلى حد ما، ولأنها تميل إلى انتشار إضافي بمرور الزمن. لكن هذا الخطأ صغير من الناحية العملية لدرجة يمكن معها إهماله. هناك مثالية أخرى تكمن في أننا تعاملنا مع جهاز القياس وكأنه مميز بموضع المؤشر؛ ففي المثال الذي بين أيدينا اعتبرنا الجهاز وكأن له ثلاث حالات كمية ممكنة فقط هي M^+ و M^- و M°. وهذا بالطبع خطأ جسيم. ذلك أن الجهاز عبارة عن منظومة ماكروسكوبية (عيانية) مكونة من عدد فلكي من الذرات؛ وحالات الحيز (الفراغ) هي الأخرى هائلة العدد. لكننا نستطيع أن نتخيل تنظيم هذه الحالات في ثلاث عائلات كبيرة جدا يصنّفها موضع المؤشر الممكن رصده، ومن ثم يمكن الفصل بينها بعلامات (خطوط) ثلاثة تحدد على المقياس فترات محددة وغير متراكبة تناظر اللف إلى أعلى، ووضع التعادل للمقياس، واللف إلى أسفل. وقد أشرنا إلى كل حالات المجموعة التي يدل عليها المؤشر مجتمعة في فترة اللف إلى أعلى بالرمز M^+؛ وبالمثل بالنسبة للفترتين الأخريين. إذا كان الجهاز مصمَّما على نحو غير مصقول، وإذا كان اللف إلى أعلى، فإن انتقال القياس سوف يحدث من إحدى حالات العائلة M° إلى حالة ما في العائلة M^+ (وليس إلى أي حالة في العائلتين M° و M^-)؛ والأمر نفسه ينسحب على حالة اللف إلى أسفل. هذا يعني أن هناك حشودا من التغيرات الميكروسكوبية، بل والماكروسكوبية، تجعل النتيجة الرئيسية غير حساسة بالنسبة لها. على سبيل المثال، لا يتأثر الارتباط بين قراءة المقياس واللف spin (لهذا السبب) بدرجة حرارة الجهاز، ولا بالتشققات الصغيرة الممكنة في غلافه الخارجي، ولا بالعلامة المميزة logo المطبوعة على المغناطيس، وهكذا.

إن ما يمكن التركيز عليه بدقة من حيث المبدأ في إطار ميكانيكا الكم، بدون الرجوع إلى راصدين من الخارج، هو المدى الذي يبلغه بالفعل جهاز القياس لإظهار السلوك المثالي المتضمّن في المعادلتين (7.1) و (7.2). فبمعلومية

المواصفات الكاملة للجهاز، يمكن - من حيث المبدأ - إيجاد كل الحالات الكوانتية (الكمية) ذات الصلة، وتنظيمها في المجموعات الثلاث المذكورة آنفًا، ثم حل معادلة شرودنجر للتحقق من مدى مطابقة النتائج للمعادلتين (7.1) و(7.2). من البديهي، في حقيقة الأمر، أن مثل هذا الحساب الكمي الدقيق جدًا يستحيل تحقيقه. ويعول التجريبيون، بدرجة محسوسة، بالنسبة للجهاز العياني الذي يصممونه ويستخدمونه، على مزيج من التعليل الكلاسيكي والمهارة المناسبة، بالإضافة إلى الاعتماد على الملاحظة والتجريب.

اتصالاً بمثال قياس اللف، ينبغي القول أيضًا بأن اللف إلى أعلى وإلى أسفل لا يميز حالة النيوترون تمييزا تاما؛ فحالته أيضا دالة في الموضع. والحقيقة أن جهاز شتيرن وجرلاخ أوجد ارتباطًا بين الفراغ واللف يصلح كأساس لتحديد اللف. فقد علمنا أن الدّفعة الموجية ذات اللف إلى أعلى تنحني إلى اليمين، وأن الدفعة (الرزمة) ذات اللف إلى أسفل تنحني إلى اليسار. فإذا اكتشفت أن الدفعة الموجيّة قد انحرفت إلى اليمين، مثلا، فإنك تكون قد حددت أن اللف إلى أعلى. ومن السهل إثبات الارتباط نظريا في إطار ميكانيكا الكم. لكن السؤال هو: كيف تعرف حقيقةً المسار الذي تسلكه الدفعة الموجيّة في تجربة ما؟ حسنا، أنت تسأل عن أي من المكشافين يُظهر الاستجابة، لكن كيف تعرف أيهما يستجيب؟ حسنا، الذي يجيب عن هذا السؤال هو موضع المؤشر على المقياس. لكن كيف تحدد ذلك الموضع؟ حسنًا، يمكنك ترتيب ذلك بانبعاث ومضة زرقاء عندما يكون المؤشر عند M^{+}؛ وومضة حمراء عندما يكون عند M^{-}. لكن من الذي يكتشف الومضة ؟ ... وهكذا. إن ميكانيكا الكم، في إطارها التكويني الخاص، تتنبأ بارتباطات على الصورة: إذا كان هذا، فإن ذلك. لكن عندما توجد نتائج ممكنة ومتنافسة للقياس، فإن ميكانيكا الكم لا تستطيع بذاتها أن تحدد أيًا من هذه النتائج تجسد الحقيقة فعلا.

هذا الموقف يصبح أكثر إثارة إذا سألنا عما يحدث عندما يكون النيوترون الساقط في حالة Ψ متراكبة مع اللف إلى أعلى واللف إلى أسفل:

$$\Psi = a \uparrow + b \downarrow \qquad (7.3)$$

حيث a و b ثابتان، بمعيارية $|a|^2 + |b|^2 = 1$، حيث $|a|^2 = a * a$، وهكذا. إذا كان جهاز القياس يخضع للمعادلتين (7.1) و (7.2) في الحالتين الخالصتين للّف إلى أعلى واللف إلى أسفل، فإنه ينتج بالضرورة من السلوك الخطي المميز لمعادلة شرودنجر أن الحالة المنبثقة من الجهاز سوف تكون كتلك المعطاة في الطرف الأيمن لصيغة انتقال القياس التالية:

$$\Psi \rightarrow a\,(\uparrow . M^+) + b\,(\downarrow . M^-) \qquad (7.4)$$

تفسير الحالة الناتجة من القياس كما يلي: احتمال أن يكون اللف إلى أعلى وأن يتحرك المؤشر إلى الفترة M^+ هو $|a|^2$؛ واحتمال أن يكون اللف إلى أسفل وأن يتحرك المؤشر في الفترة M^- هو $|b|^2$. من الواضح أن الحدين $(\uparrow . M^-)$ أو $(\downarrow . M^+)$ غير موجودين بالنسبة لجهاز تجريبي مصمّم جيدا ليخضع للمعادلتين (7.1) و (7.2). أما بالنسبة للحدين اللذين يظهران في المعادلة (7.4)، فلا يوجد ما يدلنا على أيهما هو الذي يجسد النتيجة، أي ما يدلنا عما إذا كان المؤشر سيستقر في إحدى المنطقتين أو الأخرى. ليس هناك انهيار للدالة الموجية في رياضيات معادلة شرودنجر.

بطبيعة الحال، إذا حدث وعرفت أن المؤشر موجود فعلاً في منطقة معينة، ولتكن M^+، فسوف يمكنك أن تراهن بقدر من الأمان على القياسات التالية التي تجريها على النيوترون. سوف تراهن (ولابد أن تراهن!) على أن لف النيوترون إلى أعلى. بمعنى أنك سوف تتابع معرفة ما إذا كانت الدالة الموجية قد انهارت حقيقة إلى حالة اللف إلى أعلى. لكن كيف نعرف الموضع الذي استقر فيه المؤشر؟ هل تصبح سلسلة الارتباطات قياسًا فقط عندما تصل في النهاية إلى

كائن حساس، يعمل كراصد خارجي ويدفع إلى الانتقاء؟ لقد حظيت هذه الإمكانية بتأييد «إيوجين فيجنر» Eugene Wigner مع آخرين؛ فهي رؤية يصعب دحضها، ولكن يصعب التعويل عليها، كما يصعب استيعابها دون الاستسلام والإذعان لنزعة الأنا solipsism المقيتة. فضلاً عن ذلك، أنانية من؟ اعتبر حالة صديق فيجنر Wigner's friend. يريد فيجنر أن يعرف أي الضوءين أومض. الأزرق أم الأحمر، فسأل صديقه الذي كان يقوم بالملاحظة. يقول الصديق: «لقد أومض الضوء الأزرق». «نعم، ولكن ماذا كانت النتيجة قبل أن أسألك؟». لقد دخل في وعي فيجنر، وقتما كان يرد صديقه على سؤاله، أن الدالة الموجية قد انهارت إلى لف علوي. أو هل انهارت الدالة في لحظة سابقة على تسجيل الومضة الزرقاء في وعي كائن حساس آخر، هو صديق فيجنر؟

قطة شرودنجر

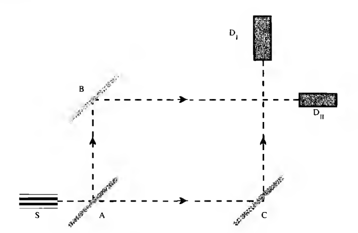
قدم شرودنجر تصورا مختلفا وغريبا في مقالة شهيرة مطولة حول تفسير ميكانيكا الكم. تخيل تجربة شيطانية تم فيها حبس قطة داخل كهف مزود بغطاء، وكان مع القطة عدّاد جيجر وكمية ضئيلة من مادة مشعة بحيث يكون احتمال تحلل ذرة واحدة خلال ساعة واحدة خمسين بالمائة تماما. إذا تحللت ذرة فإن عداد جيجر سوف يسجل لحظيا سلسلة من الحادثات يسفر عنها تحرير كمية من حامض الهيدروسيانيك كافية لقتل القطة فورا. ماذا يتوقع الملاحظ أن يرى بمنظور ميكانيكا الكم عندما تنقضي الساعة ويقدم على رفع الغطاء؟ ليس أمامه خيار إلا أن يعزى إلى المنظومة كلها - الكهف ومحتوياته - دالة موجية تصف القطة بأنها في حالتي تراكب متساويتين: ميتة وحيّة. هذا عجيب وغريب! إن موضوع التراكب معروف جيدا بالنسبة للذرات، لكن هل هو معروف لقطة؟ طبعا، إذا نظر ملاحظ خارجي أو طلّ على ما في الكهف بعد انقضاء الساعة فإنه سوف يجد إحدى النتيجتين: القطة إما ميتة وإما على قيد الحياة. لكن

لا تُوجد ملاحظة فيزيائية معروفة تناظر حالة التراكب، أي أن حالة التراكب ليست حالة مميزة أو ذاتية eigenstate لأي كمية واقعية يمكن تخيلها ورصدها. ذلك أن الملاحظ مجبر على أن يختار بين حياة وموت في هذه الرواية البائسة. لكن ماذا عن القطة؟ وما هو إحساسها؟ تذكر أنها ليست مُلاحظا خارجيا. وهل تقرر مصيرها فقط عندما يرفع الملاحظ الغطاء؟

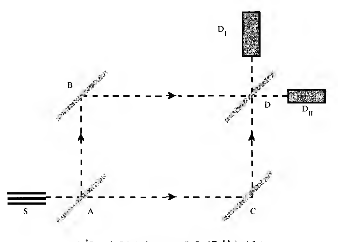
كلنا في حقيقة الأمر، كل واحد منا يكون يوميا في موضع قطة شرودنجر؛ فعندما تعبر الشارع ضد الإشارة في زحام حركة المرور، فإن احتمالية تصادمك وقتلك لا يمكن تجاهلها. وبالنسبة لملاحظ خارجي يتحقق من الأمر بعد انقضاء الزمن المخصص للعبور، فأنت في مأزق (حالة) القطة؛ أنت في حالتي تراكب: ميتة وحية. وبصورة أعمّ، نحن جميعًا، بالنسبة لملاحظ خارجي يستشرف التحقق في أي نوع من التمييز (ميت وحي؛ غني ومتوسط وفقير؛ أصلع وكث؛ إلى آخره) موجودون في حالات عبارة عن تراكبات لنتائج ممكنة؛ وأن يكون مصيرنا مقدرًا بلغة الاحتمال، فهذا في حد ذاته ليس مدهشا لأنه مألوف في الحياة اليومية. لكن الشيء الغريب هو أننا بالنسبة لملاحظ خارجي نعتبر التراكبات إلى أن تتم الملاحظة.

اختيار متأخر

تأمل بنية التجربة الموضحة في شكل (7.1a). ينبعث شعاع ضوئي أحادي اللون من المصدر S ويصطدم بمرآة نصف مفضضة (مجزئ للشعاع) عند A. ينعكس جزء من الشعاع عند مرآة عادية B، وينفذ جزء آخر شدته مساوية للأول وينعكس عند مرآة عادية C. يوضع مكشافا الفوتون D_I ، D_{II} كما هو مبين. الشعاع المنعكس عند B يستمر في اتجاه المكشاف D_{II}. والشعاع الذي ينعكس من C يتجه إلى المكشاف D_I. إذا كانت شدة المصدر الضوئي ضعيفة بدرجة كافية، فإن المكشافين سوف يستجيبان بإصدار طقطقات (عدّات) يمكن تمييزها، حيث تمثل كل عدَّة (طقطقة) وصول فوتون. بعض الاستجابات يسجلها D_{II}، والأخرى يسجلها D_I .



شكل (7.1a) **: بنيـة تجـربـة توضح جـانب الظاهرة الجسـيـمـيـة المتعلق بقضايا «الاختيار المتأخر».**



شكل (7.1b)**: ترتيب بديل اختيار متأخر**

احتمالية الطورين هي 50 : 50؛ لهذا سوف نميل إلى القول، بالنسبة لمجموعة الحادثات السابقة، بأن الفوتون يسلك المسار $A \rightarrow B \rightarrow D_{II}$؛ وبالنسبة للمجموعة الأخيرة يسلك المسار $A \rightarrow C \rightarrow D_I$. وهذه صورة

جسيمية تماما لما يحدث. تنبئنا فرديّة الملاحظات (العدّات ككل) بأن الضوء يتألف من فوتونات، وبأن كل فوتون يمكنه أن يسلك أيا من المسارين المحددين.

لكن انظر الآن إلى الشكل (7.1b)، فهو مماثل لشكل (7.1a)، غير أن مرآة نصف مفضضة D وضعت في طريق الأشعة، كما هو مبين. وطبقا لهذا الترتيب (التجريبي) يستجيب أحد المكشافين فقط، وهو D_I تحديدا، بينما لا يسجل D_{II} أي حادثة على الإطلاق !!. لقد سبق أن ناقشنا قضية مماثلة تمامًا لذلك عند تناول تجربة الشق المزدوج. وإن ما نراه في وجود المرآة نصف المفضضة التي أدخلت عند D هو الجانب الموجي لميكانيكا الكم. هناك سعة احتمال لكل من المسارين في ترتيب الشكل (7.1a). وإذا كانت المرآة نصف المفضضة الموجودة عند A تقوم بعملها فإن الاحتمالين يكونان 50 : 50. أما في ترتيب الشكل (7.1b) فإن المرآة شبه المفضضة عند D تحدث إزاحة في الأطوار النسبية للسعتين بحيث يتداخل الشعاعان تداخلا هداما (على نحو ما رتّبنا) عند المكشاف D_{II} وتداخلا بناء عند D_I .

التطور الجديد غير المتوقع في مجموعة التجارب التي نناقشها هنا له علاقة مهمة بظاهرة الاختيار المتأخر (المؤجل) delayed choice. أدخل المرآة (شبه المفضضة) D_I واستمع إلى عدّ (طقطقات) العداد من وقت لآخر. إنه لن يُعدّ (يطقطق) أبدا، مثلما كانت الحال مع D_{II}. والآن، فجأة وعلى حين غرّة، أبْعد المرآة D. سوف تسمع على الفور عدّات (طقطقات) D_{II} متناثرة من وقت لآخر بين عدّات D_I. لكن هناك مفاجأة مخبّأة في جعبة ميكانيكا الكم. فقد يحدث أن يستجيب المكشاف D_{II}، وليس D_I، على الفور بعد إبعاد المرآة، بحيث يكون الفوتون الذي يوشك أن يُرصد قد قطع معظم المسافة بين المصدر والمكشاف، ومن ثم يُعتقد أنه في ترتيب الشكل (7.1b). ربما نتوقع، في هذه الظروف، أن يكون الفوتون، بخاصيته الموجية، قد تورط (حكم على نفسه) باتباع

كلا المسارين. لكن هناك في الحقيقة استجابة مبكرة من D_{II} فقط. يبدو أن الفوتون كان عليه أن يفضّل أحد المسارين على الآخر. فكما أعلن جون هويلر John Wheeler لتحديد متى تُبعد المرآة شبه المفضضة، نحن نقرر الآن ما سوف يفعله الفوتون بعد أن يكون قد فعله قبل الآن. لقد أجريت بالفعل تجارب من هذا النوع، لكن ما قدمناه مجرد وصف خيالي يعبر عن الفكرة. فالمرآة شبه المفضضة في حقيقة الأمر لم توضع في مسار الأشعة ولم تُبعد على حين فجأة. على العكس، كل نبيطة تؤدي دورها في مكانها المخصص لها، سواء تم تفعيلها أو لم يتم. فالتفعيل والتعطيل لا يتمّان حسب الهوى الشخصي، وإنما يكون هذا بقرار من مُولّد عدّات عشوائية. وعندما يتم كل ذلك، تخرج ميكانيكا الكم ظافرة مبتهجة بالنصر. وينبغي أن نتذكر مرة ثانية أن القسمات والخصائص التي تظهرها منظومة ميكانيكية كوانتية تعتمد على ترتيب التجربة المستخدمة.

حجة أينشتين ـ بودولسكي ـ روزن (أ ب ر)

لم يستسلم أينشتين أبدا. ففي عام ١٩٣٥، بعد سنوات من انحسار الحوارات الرئيسية فيما يبدو مع بور، نشر أينشتين Einstein وبودولسكي Podolsky و روزن Rosen (EPR) بحثا يتساءل عما إذا كان تصوُّر الواقع كاملا من منظور ميكانيكا الكم. وكان هذا البحث بمثابة قنبلة، أو مفاجأة مذهلة، في حينه. وتستحق الجملة الأولى منه أن نذكرها بالنص كما يلي: «إن أي اهتمام جدّي بنظرية فيزيائية يجب أن يأخذ في الاعتبار التمييز بين الواقع الموضوعي، الذي لا يعتمد على أية نظرية، وبين المفاهيم الفيزيائية التي تعمل بها النظرية».

ذهب المؤلفون إلى افتراض أن «كل عنصر في الواقع الفيزيائي يجب أن يكون له نظير في النظرية الفيزيائية»، واعتبروا هذا الفرض بمثابة متطلب ضروري لكي تكون النظرية مكتملة. ثم جاء المعيار الرئيسي لاعتبار الواقع الفيزيائي في النص التالي: «إذا كان بإمكاننا أن نتنبأ بقيمة يقينية لكمية

فيزيائية (أي باحتمالية تساوي الوحدة)، ومن دون اضطراب للمنظومة بأية طريقة، فإنه يوجد عندئذ عنصر في الواقع الفيزيائي يناظر هذه الكمية الفيزيائية».

إن لم تكن متيقظا لكل نقد يوجَّهُ إلى ميكانيكا الكم، فإنك سوف تجد أن هذه الآراء الفاصلة مقبولة عقلا بدرجة عالية. وحالما تنبهت نتيجة آراء أينشتين – بودولسكي – روزن (أ ب ر) فإنك تستطيع بسهولة أن تتحقق من أنهم توصلوا إلى نتائج معارضة لميكانيكا الكم. ويمكن توضيح هذا بعدد من الأمثلة. لقد اعتبر أ ب ر حالة قياسات الموضع وكمية التحرك، لكن الأسهل هنا أن نركز على اللف Spin. اعتبر منظومة من جسيمين لفهما نصف ($^1/_2$)، على سبيل المثال، إلكترون وبوزيترون. لتكن S_x (e), S_y (e), S_z (e) هي مركبات لف الإلكترون على طول المحاور x, y, z على الترتيب؛ وبالمثل S_x (p), S_y (p), S_z (p) هي مركبات اللف المناظرة للبوزيترون. توجد الآن حالة خاصة لمنظومة اللفيّن تسمى حالة أحادية اللف Spin - Singlet state يكون فيها إجمالي كمية التحرك الزاوي اللفّي مساويًا الصفر. إنه تراكب للحالتين الموضحتين فيما يلي: إحداهما لإلكترون لفه إلى أعلى وبوزيترون لفه إلى أسفل؛ والأخرى لإلكترون لفه إلى أسفل وبوزيترون لفه إلى أعلى. وسوف نرمز إلى حالة التراكب هذه على الصورة:

$$(\uparrow\downarrow - \uparrow\downarrow) / \sqrt{2} \qquad (7.5)$$

حيث يشير السهم الأول في كل حد إلى الإلكترون، ويشير السهم الثاني إلى البوزيترون. افترض أنه تم إعداد الجسيمين في هذه الحالة اللفية ثم سمح لهما بأن ينطلقا منفردين كل على حدة. عند لحظة ما معينة، قس مركبة لف الإلكترون على طول محور ما معين. وفي نفس اللحظة (مع ضبط ساعتي القياس) يقوم شريكك في التجربة، البعيد عنك، بقياس مركبة لف البوزيترون على طول نفس المحور. إذا وجدت اللف إلى أعلى فإن شريكك يجب أن يجده إلى أسفل؛ والعكس بالعكس. احتمالية النتيجتين هي 50 : 50.

لكن السؤال الآن هو: إلى أي اتجاه ينسب اللف إلى أعلى وإلى أسفل ؟ والجواب هو: ينسبان إلى أي متجه فراغي. فإذا كنت أنت وزميلك تقيسان مركبة اللف على طول الاتجاه z، فإن زميلك يجب أن يجد اللف إلى أسفل (إلى أعلى) إذا وجدت أنت اللف إلى أعلى (إلى أسفل). ويحدث هذا أيضًا إذا كنتما تقيسان مركبة اللف في الاتجاه x، أو في الاتجاه y، أو في أي اتجاه آخر. كيف يتفق هذا إذن مع آراء أ ب ر ؟ إنهم سيقولون أن قياسك للإلكترون لا يمكن أن يفسد قياس زميلك اللحظي لبوزيترون بعيد (حيث إن أي إشارة منك لا يمكن أن تصل إليه في نفس الوقت، حتى لو انتقلت بسرعة الضوء. لتؤثر على قياسه). ربما ينزعج زميلك قليلا! إذا كان لف الإلكترون إلى أعلى (إلى أسفل)، فإن لف البوزيترون يكون بالضرورة إلى أسفل (إلى أعلى). وطبقا لحجة أ ب ر، تكون مركبة لف البوزيترون إذن عنصرً في الواقع الفيزيائي؛ يمكن التنبؤ بها بلا ريب دون إقلاق للبوزيترون على الإطلاق. ويبقى هذا صحيحا بالنسبة للمحاور الثلاثة جميعها. بناء على ذلك، سواء بالنسبة للإلكترون أو البوزيترون (التفسير الوارد أعلاه صالح بالطبع لكلا الاتجاهين؛ قياس مركبة لف البوزيترون يوصل إلى تنبؤ محدد بالنسبة للإلكترون) تعتبر S_x و S_y و S_z عناصر في الواقع الفيزيائي. من ناحية أخرى، نعلم في إطار ميكانيكا الكم أن المركبات الثلاث للف غير تبادلية بعضها مع بعض. وهذا يعني أنه لا توجد حالة كوانتية يمكن فيها معرفة مركبات اللف الثلاث جميعها، أو أي اثنتين منها، في نفس اللحظة. لهذا فإنه يوجد شيء ما مفقود طبقا لحجة أ ب ر، وهو أن ميكانيكا الكم يجب أن تكون غير كاملة .

لقد استهلك مدادٌ كثير في تلك الأيام الأولى بشأن مفارقة أ ب ر، على الرغم من أنها الآن لا تبدو أغرب كثيرا من كل الغرائب الأخرى في ميكانيكا الكم. وتجدر الإشارة ببساطة (رغم أنه نادرًا ما يقال ببساطة) إلى أن رؤية أ ب ر للواقع الفيزيائي مطلوبة جدًا لعالم الكم الذي نعيش فيه فعلاً. وكان أهم ما خلفه بحث أ ب ر هو أنه أدخل مبدأ الموقع Locality في تحليل القياسات

ويقضي هذا المبدأ بأن قياسا يتم هنا والآن لا ينبغي أن يكون ذا تأثير على قياس يتم في مكان آخر ما لم ينقضِ زمن كاف لوصول إشارة إلى هناك بسرعة لا تزيد على سرعة الضوء. سوف نعود للحديث بإيجاز عن هذا المبدأ.

المتغيرات الخفية، متباينة بيل

كان السؤال الملح بصورة تدعو إلى القلق، منذ الأيام الأولى لميكانيكا الكم، هو: هل هناك طبقة أعمق تسود فيها نظريات الواقع الكلاسيكية؟ هذه هي مسألة «المتغيرات الخفية hidden variables، أي البحث عن أساس ديناميكي لميكانيكا كمومية مبنية على متغيرات ميكانيكية خفية. واستنادًا إلى مثل هذا التصور، فإن أية منظومة كمومية منفردة تراعي نظريات واقعية كلاسيكية عند المستوى الأعمق. ها هي صياغة «جون بيل» John Bell : «معرفة الحالة الميكانيكية الكمومية لمنظومة لا تعني، عمومًا، سوى قيود إحصائية على نتائج القياسات. وقد يثير الانتباه أن نسأل عما إذا كان من الممكن اعتبار هذا العنصر الاستاتيكي قد نشأ، كما في الميكانيكا الإحصائية الكلاسيكية، لأن الحالات قيد البحث هي متوسطات لحالات أفضل تحديدا يمكن تعيين نتائج كل منها تعيينا تاما». أو، بكلمات أيوجين ڤيجنر Eugene Wigner : «تفترض فكرة المتغيرات الخفية أن وصف الحالات بواسطة متجه الحالة الميكانيكة الكوانتية غير كامل، وأن هناك وصفا أكثر تفصيلا بواسطة متغيرات «خفية» حاليا وسوف تكون كاملة وتسمح معرفتها بتوقع النتائج الفعلية للملاحظات ... وسوف تكون العلاقة بين النظرية المقترحة للمتغيرات الخفية وبين نظرية ميكانيكا الكم الحالية مماثلة للعلاقة بين الفيزياء المجهرية الكلاسيكية والفيزياء الماكروسكوبية». وقدْ تمّ تحليل مبكر لقضية المتغيرات الخفية على يد الرياضي الشهير «جون ڤون نيومان» John Von Neumann الذي وضع برنامجا قويما للمتغيرات الخفية، وطالب بإثبات أن

المتغيرات الخفية تخالف بالضرورة ميكانيكا الكم. لكن هذا كان بشروط عامة معينة افترض تطبيقها على نظريات المتغير الخفي. وقد بدت هذه الشروط معقولة بدرجة كافية في بادئ الأمر؛ لكنها أصبحت بمرور الزمن موضع شك.

في أواسط ستينيات القرن العشرين عاد چون بيل إلى مسألة المتغير الخفي ببصيرة نافذة وتوصل إلى رأي أكثر حسما ونتيجة مذهلة يمكن توضيحها على نفس منظومة اللفّين التي استخدمناها سابقًا لوصف «مفارقة أ ب ر» EPR Paradox. قبل الرجوع إلى ذلك، دعنا أولا نعتبر الموقف بالنسبة لجسيم مفرد لفّه نصّف، مع التسليم بأن ديناميكا المتغير الخفي الأساسية يمكن أن تفسر بطريقة ما حقيقة أن مسقط اللف على طول أي اتجاه اختياري يمكن أن يأخذ القيمتين الصحيحتين 1 + أو 1 - فقط (وذلك بوحدات نصف ثابت بلانك). الحصول على أي من هاتين النتيجتين في أية حالة خاصة سوف يعتمد على القيم الخاصة للمتغيرات الخفية. يفترض، في الواقع، أن تحدد المتغيرات الخفية النتيجة المطلوبة لمساقط اللف على طول جميع الاتجاهات الممكنة. وفي سياق المتغير الخفي تكون مساقط اللف في جميع الاتجاهات الممكنة عناصر للواقع الفيزيائي. وبرغم هذا، ينبغي علينا، لتجنب مفارقة أ ب ر، أن نسلم بأن مركبات اللف في اتجاهين مختلفين (أو أكثر) لا يمكن معرفتها في نفس الوقت - أي أن القياسات تفسد (تشوش على) بعضها البعض. أما بالنسبة لمنظومة من جسيمين يلفان بعيدا عن بعضهما، فإن بيل يفترض بالتوازي مع أ ب ر أن قياس مركبة اللف لجسيم A لا يمكن أن تؤثر في نتيجة قياس نفس مركبة اللف، أو أي مركبة غيرها، لجسيم B، بشرط أن يتم القياسان في وقتين متقاربين بدرجة تكفي لئلا تمر إشارة ضوئية من أحد الموقعين إلى الموقع الآخر. وكما قلنا من قبل بالنسبة لمفارقة أ ب ر، يترتب على فرضية الموقع locality هذه النتيجة التالية. بالنسبة لمنظومة من لفّين في حالة مفردة (أحادية) Singlet State، يكون إجراء القياس على جسيم A مسقط لفّه على

طول اتجاه ما خاص يثبّت ذاتيا قيمة اللف على طول ذلك الاتجاه نفسه بالنسبة لجسيم بعيد B. ويكون مسقط اللف للجسيم B بالضرورة مساويا للفّ الجسيم A ومضادًا له في الإتجاه.

كانت الفكرة الجيدة التى طرحها بيل Bell تقضي باعتبار أن مساقط اللف لا تكون فقط على طول اتجاه ما معين، وإنما تكون، فضلا عن ذلك، على طول مجموعة اتجاهات. في الواقع، يكفينا ثلاثة اتجاهات - نُسميها a ، b ، c - لتؤدي الغرض حاليا (لا يلزم أن تكون هذه الاتجاهات متعامدة). دعنا نركز على حالة اللف لجسيم B. بالنسبة للاتجاهات الثلاثة، هناك ثمانية نطاقات للمتغيرات الخفية، تناظر مسقط لفّ الجسيم B إلى أعلى وإلى أسفل، يرمز إليها على التوالي بالإشارتين + أو - لكل من هذه الاتجاهات. سوف نرمز لهذه الاتجاهات بالرمز (a, b, c)، حيث يمكن لكل حرف أن يأخذ القيمتين + أو - . وبهذا يكون الرمز (+ ,- ,+) ممثلا للحالة التي يكون مسقط اللف لها إلى أعلى على طول الاتجاهين a و c ، وإلى أسفل على طول الاتجاه b؛ وهكذا. يُترجم التوزيع الاحتمالي المجهول للمتغيرات الخفية إلى توزيع في احتماليات الإمكانيات الثماني المختلفة للّفّ (a, b, c). لنرمز إلى الاحتماليات الأخيرة بالرمز p (a, b, c). وبهذا يكون الرمز p (+ ,- ,+)، على سبيل المثال، هو احتمالية شرط اللف (+ ,- ,+)، وهكذا.

يمكننا، بدون أي تداخل متبادل، أن نعين تجريبيا مساقط اللف للجسيم B على طول أي اتجاهين من هذه الاتجاهات. نفعل هذا بإجراء قياس واحد مباشرة على الجسيم B، وإجراء القياس الآخر على الجسيم البعيد A. من ثم يمكننا إيجاد احتمالية [نسميها P_{ab} (- ,+)] أن يكون لف الجسيم B إلى أعلى على طول a، وإلى أسفل على طول b؛ وبالمثل بالنسبة لاحتماليات الاتجاهين الأخرى على الصورة P_{ab} (+ ,+ ، P_{ac} (- ,+) ، P_{bc} (- ,+)، وهكذا. يكفي أن نركز هنا على الاحتماليات P_{ij} (- ,+) للأزواج الثلاثة $(i, j) = (a,b), (b,c), (a,c)$، فيكون:

$$P_{ab}(+,-) = P(+,-,+) + P(+,-,-)$$

$$P_{bc}(+,-) = P(+,+,-) + P(-,+,-)$$

$$P_{ac}(+,-) = P(+,+,-) + P(+,-,-)$$

من هذه المعادلات يمكن استنتاج أن:

$$P_{ab}(+,-) + P_{bc}(+,-) = P_{ac}(+,-) + P(+,-,+) + P(-,+,-)$$

وبما أن الاحتماليات $P(a, b, c)$ غير سالبة بالتلازم، فإنه ينتج أن:

$$P_{ab}(+,-) + P_{bc}(+,-) \geq P_{ac}(+,-) \qquad (7.6)$$

هذه هي متباينة بيل Bell's in equality كما طبقت على منظومة الجسيمين، ينبغي أن يكون واضحا أن المتباينة تنص على أن حاصل جمع أي احتمالين من الثلاثة احتمالات يكون أكبر من الاحتمال الثالث أو مساويا له. إنها حقيقة إدراكية بحتة أن نفصل $P_{ac}(+,-)$ ليوضع في الطرف الأيمن من المعادلة السابقة.

ما عرضناه هنا فعلا هو اختلاف فيجنر عن نظرية بيل، حيث يتعامل بيل مع المتوسطات، بينما يتعامل فيجنر مع الاحتمالات. ومع ذلك فسوف نشير إلى المعادلة (7.6) على أنها نظرية بيل Bell's theorem.

كانت نظرية بيل إنجازا عظيما، وما يدخل فيها ليس أكثر من مبدأ الموقع الذي سبقت مناقشته. ويصعب الاختلاف مع هذا الفرض، على ما يبدو، في سياق المتغيرات الكلاسيكية الخفية.

من الواضح أن الاحتمال $P_{ij}(+,-)$ يعتمد فقط على الزاوية θ_{ij} بين متجهي الاتجاه i و j، ومن ثم يمكننا أن نكتب $P_{ij}(+,-) = P(\theta_{ij})$. وبهذا يمكن كتابة المعادلة (7.6) على الصورة.

$$P(\theta_{ab}) + P(\theta_{bc}) \geq P(\theta_{ac}) \qquad (7.7)$$

هل هذا التنبؤ متساوق مع ميكانيكا الكم ؟ الجواب : لا ، أي أنه غير متساوق معها ! فميكانيكا الكم تعطي صيغة محددة لدالة الاحتمال $P(\theta)$، وهي، لسوء الحظ، تتطلب تقنية أكثر نوعا ما مما طورنا، على الرغم من أن الحساب الكمي مباشر ودقيق. لهذا فإننا نورد النتيجة التالية ببساطة على سبيل المثال.

$$P(\theta) = \frac{1}{2} \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \qquad (7.8)$$

ومن السهولة بمكان أن نتحقق الآن من أن متباينة بيل، المعادلة (7.7)، تفقد صلاحيتها - بالنسبة لمدى واسع من الاختيارات لمتجهات الاتجاه الثلاثة - إذا خضعت $P(\theta)$ للصيغة الكمية (7.8)!. الخلاصة: لا يمكن لنظريات المتغير الخفي الموضعي أن توفر أساسا لميكانيكا الكم. وعلى الجانب التجريبي تم اختبار متباينة بيل، ليس فقط بالنسبة لجسيمات مادية (بروتونات)، ولكن أيضا بالنسبة لفوتونات حالات استقطابها تشبه حالات اللف. إن التجارب صعبة وتاريخها متقلب في وجهاته، ولكن ميكانيكا الكم حتى الآن أثبتت أنها الفائزة بجدارة .

لقد أظهرت المتغيرات الخفية، كما قيل، بالإضافة إلى كل المعوقات الأخرى التى واجهتها، عدم توافقها مع ميكانيكا الكم، ما لم يتهيأ المرء لأن يتحرر من الشروط العامة التي تدخل في نظرية بيل، وأبرزها الموقع. ولقد نجح دافيد بوهم بالفعل إبان خمسينيات القرن العشرين في بناء نظرية متغير خفي متساوقة داخليًا لجسيم لانسبوي؛ لكنها لا موقعية بدرجة عالية، واضطرارية نوعا ما على أية حال.

يبدو أملا ميئوسا منه، في ظل النجاحات والتساوق الداخلي لميكانيكا الكم، أن يعود المرء ثانية إلى المفاهيم الكلاسيكية للواقع. وإذا ظهرت إضافات وتعديلات في المستقبل، فإنها سوف تبعدنا أكثر عما نقوله بالحدس في حياتنا اليومية. وهذا يمكن حدوثه بصورة معقولة عند التخوم التي تتشابك فيها أفكار الكم مع النسبية العامة؛ أو ربما - فيما يقول البعض - عند الحدود التي تتفق فيها نظرية الكم مع الشعور والوعي.

خلاصة

لقد أثبتت صورية ميكانيكا الكم نفسها منذ وقت مبكر؛ ومثلها أيضا توطدت القواعد العادية لربط الصياغات الرياضياتية الركيكة بالملاحظات الأولية (التجريبية). فعلى الجانب الرياضياتي يبدو الإطار العام متساوقًا مع نفسه تماما. ومن الناحية التجريبية تعتبر ميكانيكا الكم ناجحة بدرجة رائعة؛ ليس هناك إذن تناقضات معروفة. فعن أي شيء يتساءل المرء بعد ذلك؟ حسنًا، سوف يكون مُرضيا أن نلتمس العون والسلوى في مواجهة الغرائب التي تسفر عنها ميكانيكا الكم، من الأنواع التي عرضناها في هذا الفصل والفصول الأولى. وفوق هذا، نريد أن نفهم كيف تصبح الاحتمالات حقائق.

إن فكرة المتغير الخفي هي أن ميكانيكا الكم غير مكتملة، وأن الواقع الكلاسيكي يسود على مستوى أعمق متعذر بلوغه حاليا. ولسوف تظهر فيزياء جديدة إذا استطعنا توضيح تلك المتغيرات عن طريق الملاحظة. حقيقة سوف يكون ذلك مثيرا. إلا أن فكرة المتغير الخفي تلاقي متباينة بيل بالمصادفة. وهناك وجهة نظر بديلة في اتجاه معاكس للمتغيرات الخفية، وهي، بكلمات ڤيجنر، «أن ميكانيكا الكم ليست مهمتها أن تصف «واقعا» ما، بصرف النظر عما يعنيه هذا المصطلح، وإنما تقتصر فقط على تكوين روابط إحصائية بين الملاحظات المتتالية». يقول ڤيجنر: «هذا لا يعني إنكار وجود عالم هناك خارج ذواتنا (أيا كان معنى ذلك!). ذلك العالم تتقاذفه الحقائق التي توطدت فعلا. وتتبنأنا ميكانيكا الكم بأي الحقائق تكون ممكنة (قيم مميزة أو ذاتية eigenvalues) وأيها تكون غير ممكنة. إلا أنه في إطار ميكانيكا الكم ذاتها، يبدو أن هناك فجوة لا يمكن اجتيازها بين المستقبل واللحظة الحاضرة (ولحظات الماضي بقدر ما نستطيع استعادتها من سجلّ محفوظ). المستقبل إحصائي ذاتيا، مع احتمالات تحكمها معادلات ميكانيكا الكم. وتكمن الصعوبة في أن هذا الأسلوب في النظر إلى الموقف يبدو خارج

السيطرة؛ فهو، في حقيقة الأمر، يتخلى عن فكرة تفسير كيفية حدوث الحقائق، معتبرا أن وظيفة العلم الرئيسية هي الربط بينها فقط. وعندما تحدث حقيقة في الواقع فإن الدالة الموجية الميكانيكية الكمية تعلن ببساطة أنها انهارت؛ وبعد هذا كله، فهي أيضا ترابطية فقط ! هو ذا. يضع تفسير كوبنهاجن Copenhagen interpretation التقليدي انبثاق الحقيقة عند لحظة تسجيلها لأول مرة بواسطة أداة قياس «كلاسيكية»؛ أي بواسطة جهاز «كبير» صالح للتشغيل. هذه هي الحال من دون شك بمعنى ما كحقيقة عملية. قراءات المقياس حقائق. لكن كيفية عمل المقياس للانتقاء عندما تكون هناك خيارات عديدة لا يمكن أبدا أن تكون واضحة ومفهومة في إطار رؤية كوبنهاجن. لا بأس هنا من التذكير أيضا بالمفهوم السابق ذكره، والذي يقضي بأن الحقائق لا تنبثق إلا عند تسجيلها أولا في شعور الكائنات الواعية، باعتبارها قمة أدوات القياس! وليس هناك شيء يقال أكثر من هذا.

أخيرا، يمكننا أن نشير بإيجاز إلى ما يسمى تفسير العوالم العديدة many-worlds interpretation لميكانيكا الكم الذي اقترحه «هيو إيفيرت الثالث» Hugh Everett III في عام ١٩٥٧ ليواجه معضلة الانتقاء بطريقة بالغة الجرأة على سبيل المجاز. كلما دعت الضرورة إلى الاختيار من بين نتائج قياس بديلة، فإن العالم يتجزأ إلى عوالم عديدة، ومن كل النواتج المنبثقة الممكنة يظهر ناتج في كل من العوالم المستحدثة! ويظل هذا مستمرا بالطبع لزمن طويل، ومن ثم فإن هناك تكاثرا (توالدا) هائلا لعوالم موجودة جنبا إلى جنب، ولكنها برمّتها غير متصلة ببعضها. يصعب معرفة سبب مثل هذا التفسير لميكانيكا الكم. ومثلما كانت الحال مع فرضية الشعور والوعي، فإن هذا التفسير لا يمكن دحضه أو التعويل عليه، إلا أنه يقينًا جدير بالتأمل على سبيل التسلية. إن لكل منا نُسخا clones في كل أنحاء المكان ولكننا لا نقابلها أبدا.

هناك مؤلفات ضخمة ومتنامية عن تفسير ميكانيكا الكم. وإذا تجاوزنا عن بعض الشروح الضرورية، فإن التعليقات المركزة في هذا الفصل الوجيز قد لخصَّت بصعوبة بالغة كل الاتجاهات الرئيسية للموضوع قيد المناقشة والبحث. ولكل إنسان منها نصيب: الفلاسفة، علماء الفيزياء، صحافيو العلوم، جموع المتحاورين، اللاهوتيون، ... (بدون ترتيب !) .

وفي النهاية تظل ميكانيكا الكم بِكْرا ومحيرة في آن معا .





8

قوالب البناء

لقد ركزنا حتى الآن بصورة رئيسية على تطبيقات مبادئ الكم على جسيمات نسبوية غير قابلة للتغير. وفي ذلك الإطار ينبغي أن تُقبل مختلف أنواع الجسيمات الموجودة في الطبيعة، بالإضافة إلى قوانين القوة التي تصف تآثراتها، لتكون بمثابة مدخلات. وفي حالة القوتين الكهرومغناطيسية والتثاقلة فإن لقوانينهما بالطبع تراثا كلاسيكيا. ومع ذلك فإنها دخلت من الخارج في السياق الكمي اللانسبوي. لا يوجد تضارب في أي شيء من هذا، ولكن توجد مشكلات وقيود عندما يسعى المرء إلى تمديد الإطار. أحدها أنه يستحيل إنجاز تعميم نسبوي متساوق ذاتيا على طول الخطوط المتبعة. فمعادلة ديراك النسبوية للإلكترون تعتبر ناجحة بدرجة هائلة، لكنها في حالة منظومة ذات جسيم

انتصار الاختزالية هذا كان قصير الأمد.

المؤلف

واحد تضمر إشارات إلى محدودياتها التصورية الخاصة. فضلا عن ذلك، لا يوجد في معالجتنا حتى الآن أهبة واستعداد لحالتي استحداث جسيم وهدمه بمعالجة نسبوية أو غيرها.

لقد طرح الحل المحتمل لهذه الصعوبات نفسه مبكرا بعد ميلاد ميكانيكا الكم «الجديدة»، وكان هذا مطلوبا لتطبيق مبادئ الكم على مجالات fields في مقدمتها منظومة المجال الكهرومغناطيسي. من الناحية الكلاسيكية، تقف الجسيمات والمجالات على قدم المساواة كمنظومات دينامية. لكن شيئا ما ملحوظا ظهر عند معالجة المجال الكهرومغناطيسي كميا لأول مرة في أواخر عشرينيات القرن العشرين. ذلك أن المجال المغناطيسي المكمّي quantized أعطى تلك الكمات quanta عديمة الكتلة (الفوتونات) التي تنبأ بها أينشتين بالحدس لأول مرة في عام ١٩٠٥. لم تكن الفوتونات مدرجة وقتئذ في النظرية كجسيمات، ولكنها اشتهرت بذلك من تلقاء ذاتها .

إن اكتشاف وجود جسيمات يمكنها أن تنبثق من مجالات أدى بعد فترة إلى تعميم واسع يقضي بأن الإلكترونات والبروتونات - ومختلف الجسيمات الأخرى التي سوف نناقشها - يمكن أيضا اعتبارها كمات لمجالات مناظرة. والمجالات قيد الاعتبار لكل هذه الجسيمات، فيما عدا الفوتونات، غير معروفة لنا في أية صورة كلاسيكية. فقد اختُرعت كمجالات كمية من جديد لكي تعطي تحديدا الكمات الجسيمية المطلوبة. وهذه هي المجالات - وليس كمّاتها - التي تعتبر كيانات رياضياتية أساسية من منظور نظرية المجال الكمي. وبموجب هذا استُبدل السؤالان: ما هي الجسيمات الأساسية للعالم وما هي القوى العاملة بينها؟ بالسؤالين: ما هي المجالات الأساسية للعالم وكيف تتآثر المجالات مع بعضها البعض؟ وفكرة تآثرات المجال، حين تترجم إلى تآثرات بين جسيمات، رؤية مهمة سوف نعود إليها بعد ذلك. لكننا سوف

نتحدث أولا عن لبنات (قوالب) البناء الجسيمية ذاتها، واضعين في الذهن أن الجسيمات الأساسية المعروفة في حقبة ما يمكن أن تصير مركبة، أو هكذا يُتصور، في حقبة تالية.

ربما كانت هناك لحظة في أوائل ثلاثينيات القرن العشرين بدا فيها أن جميع لبنات (قوالب) البناء الأساسية للعالم على اتساعه كانت أخيرا في المتناول. فقد اكتشف الإلكترون في السنوات الأخيرة من القرن التاسع عشر؛ وتحققت هوية البروتون كنواة لذرة الهيدروجين عندما وضع رذرفورد نموذجه لتركيب الذرة بعد عقد تقريبا؛ واكتشف النيوترون في عام ١٩٣٢، وإن كان قد استغرق بعض الوقت قبل أن يقبل كجسيم جديد مميز أكثر منه حالة مقيدة لبروتون أو إلكترون. واستغرقت ولادة الفوتون مدة طويلة بدأت على أيدي أينشتين في عام ١٩٠٥ وأسفرت في النهاية بعد فترة عن إعادة ظهوره ككمّ لمجال كهرومغناطيسي مكمّى. وهكذا أصبح هناك: أشياء مادية مكونة من ذرات، وذرات مكونة من إلكترونات وأنوية، وأنوية مكونة من بروتونات ونيوترونات؛ وهناك ضوء مكون من فوتونات. لقد اختزل العالم برمته إلى إلكترونات وبروتونات ونيوترونات وفوتونات! حسنا. لكن انتصار الاختزالية هذا كان قصير الأمد. ففي الوقت الذي اكتشف فيه النيوترون تقريبا، أو قبله - في الحقيقة - بفترة قصيرة جدا، ظهر البوزيترون.

نشأ هذا الجسيم المضاد للإلكترون نظريا أولا كنتيجة غير متوقعة لمعادلة ديراك الكمية النسبوية للإلكترون. وما إن وُسم البوزيترون بالمادية حتى بدا من المحتمل لدى كثيرين أن يكون للبروتون والنيوترون ضديداهما الخاصّان بهما أيضا. وقد كان. فقد اكتُشف البروتون المضاد والنيوترون المضاد في خمسينيات القرن العشرين. كما اكتشف النيوترينو (افتراضا) في أوائل ثلاثينيات القرن العشرين، وبالأصح قبل اكتشاف البوزيترون بفترة

وجيزة. وطبقا لباولي، كانت هناك حاجة لإنقاذ مبدأ حفظ (بقاء) الطاقة في اضمحلال بيتا النووي. ففي ذلك التفاعل تتحلل النواة الأم إلى نواة وليدة، طاردة إلكترونا لا يُنقل إلا بكسر (متغير) من الطاقة المتاحة. وكان اقتراح باولي يقضي بأن الطاقة المفقودة تُنقل بواسطة جسيم متعادل غير مرئي. أوضحت البيانات الكينماتيكية عن تحلل بيتا أن هذا الجسيم يجب أن يكون ذا كتلة ضئيلة جدا، إن لم يكن عديم الكتلة على الإطلاق. وبتعديل الأفكار العامة لنظرية المجال الكمية التي أثبتت فائدتها القصوى بالنسبة لنظرية الكهرومغناطيسية الكمية، استطاع فيرمي في عام ١٩٣٣ أن يبتكر تفسيرا نظريا مجاليا لإنطلاق النيوترينو مع تحلل بيتا. وكان هذا بالغ الأهمية في تلك الفترة، لأن افتراض جسيمات جديدة أو إدخال مجالات كمية جديدة لم يكن سهلا آنذاك. لقد تنبأت النظرية على نحو سليم بأن النيوترينوهات لاتتآثر مع المادة إلا بوهن شديد، وكان لابد أن ينتظر اكتشافها المباشر تجارب مهمة أجريت لأول مرة في منتصف خمسينيات القرن العشرين في مصدر غزير للنيوترينوهات هو مفاعل سڤانا ريفر Savannah River النووي ذو القدرة العالية في جورجيا.

كانت طبيعة القوى التي تحفظ تماسك مكونات النواة من بروتونات ونيوترونات معا من بين الاكتشافات والتطويرات الأخرى التي حظيت بتركيز الاهتمام المتزايد في أوائل ثلاثينيات القرن العشرين. ذلك أن قوة كولوم لا تؤدي عملها بالتأثير على النيوترون المتعادل (كهربيا)، بينما تعمل كقوة تنافر بين أزواج البروتونات. فضلا عن ذلك، كان واضحا أن القوى النووية يجب أن تكون أقوى بدرجة ملحوظة من قوة كولوم؛ بالرغم من أن مداها قصير جدا: أولا، لأن المكونات النووية مرتبطة نموذجيا بإحكام أكثر كثيرا من ارتباط الإلكترونات في الذرة؛ وثانيا، لأن تلك المكونات النووية مترابطة معا في حيز ضئيل جدا على مستوى الذرة. في عام ١٩٣٤ دخل الفيزيائي

الياباني «هيديكي يوكاوا» Hideki Yukawa منطقة جديدة باقتراح تعليل نظري مجالي للقوى النووية، وقادته النظرية إلى التنبؤ بوجود جسيمين جديدين : بيون pion موجب وبيون سالب نشير إليهما الآن بالرمزين π^+ و π^- على الترتيب، أحدهما جسيم مضاد للآخر ولهما كتلتان متطابقتان. تسفر النظرية عن علاقة ترابط بين الكتلة ومدى القوة النووية. وقد أدت المعادلة التقريبية (الأولي) ليوكاوا إلى أن القوة بين بروتون ونيوترون تناظر الجهد:

$$V(r) = -g^2 \frac{e^{-r/R}}{r}$$

حيث g ثابت «اقتران» coupling و R بارامتر «مدى» range. يعزى للدالة الأسية أن يبدأ الجهد في التناقص بسرعة في المدى $r >> R$. بهذا المعنى يقال للجهد إنه ذو مدى R. طبقا لنظرية يوكاوا، ارتبطت الكتلة m_π للبيونات مع بارامتر المدى بالعلاقة:

$$R = \frac{\hbar}{m_\pi c}$$

حيث c مقدار سرعة الضوء. وقد توصل يوكاوا، باستخدام معلومات نووية عن المدى. إلى تقدير تقريبي لكتلة البيونات: $m_\pi \approx 200\ m_e$، حيث m_e كتلة الإلكترون.

خلال سنوات قليلة، ظهر في تجارب الأشعة الكونية ما يدل على وجود جسيمات جديدة مشحونة ذات كتل متوسطة بين كتلتي الإلكترون والبروتون، سرعان ما أمكن التعرف عليها وترشيحها لتكون بيونات يوكاوا. تلا ذلك عشر سنوات من الغموض. فالجسيمات الجديدة غير مستقرة، وهي كذلك؛ والكتلة، برغم عدم التثبت منها في بداية الأمر، وافقت ما توقعه يوكاوا تقريبيا بدرجة كافية. كما أن خصائص الامتصاص لهذه الجسيمات عند

مرورها خلال مادة ما لم تتفق مع ما هو متوقع: لقد تأثرت البيونات المزعومة مع الأنوية بدرجة ضعيفة جدا. وفي عام ١٩٤٧ وُجد مَخرجٌ مقترح: ميزونات يوكاوا موجودة ولكنها تتحلل إلى نوع آخر أطول عمرا وأضعف تأثرا؛ وهذا الجسيم الأخير هو الموجود بوفرة في الأشعة الكونية عند الارتفاعات المنخفضة حيث تمت أرصاد الأشعة الكونية لأول مرة. وطبقًا لهذا المقترح، كان هذا هو الجسيم الوليد الذي تم اكتشافه. من المؤكد في هذا الوقت تقريبا أن الموقف التجريبي قد بدأ تمييزه في الأشعة الكونية عالية الارتفاع باستخدام مستحلبات فوتوغرافية لتسجيل مسارات الجسيمات المشحونة. هناك في الحقيقة نوعان مميزان من الجسيمات المشحونة قيد الاعتبار هما: بيونات يوكاوا $\pi^{\pm}$، وجسيمات أخف نوعا نُسميها الآن ميونات muons، $\mu^{\pm}$ (الميون الموجب μ^{+} يكون جسيما مضادا للميون السالب μ^{-}). سرعان ما تأكد الإثبات والدليل في معجلات الجسيمات الجديدة والكبيرة. التي ظهرت بعد الحرب. وكما نعلم اليوم. يتحلل جسيم π إلى μ زائد نيوترينو. وتتحلل الميونات بدورها طبقا للصيغة:

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \text{نيوترينو} + \text{نيوترينو مضاد}$$

الرمز e^{+} يشير إلى البوزيترون و e^{-} للإلكترون. متوسط عمر البيون يساوي 2.6×10^{-8} ثانية، وطاقة كتلته الساكنة هي $m_{\pi} c^2 = 140$ MeV. يمكن ملاحظة أن طاقة كتلة السكون للإلكترون، على سبيل المرجعية، هي $m_e c^2 = 0.511$ MeV، وللبروتون هي 938 MeV؛ في مناقشاتنا التالية سوف نختزل المصطلح الصحيح «طاقة كتلة السكون» ونقتصر على استخدام كلمة «كتلة»، وبهذا سوف يعبّر عن الكتل بوحدات طاقة. لاحظ أيضا أننا نشير عند الكلام عن عمر الجسيم إلى متوسط العمر كما يقاس في إطار سكون الجسيم. وقد سجلنا هنا الكتل والأعمار المذكورة أعلاه لأقرب بضعة

أرقام معنوية فقط، وهي الآن معروفة بدقة أعلى كثيرا. تعرف البروتونات والنيوترونات مجتمعة معا، كمكونات لنواة الذرة، باسم «نيوكليونات» nucleons. وفي ثلاثينيات القرن العشرين تزايد الاهتمام المكثف سريعا بالقوى العاملة بين النيوكليونات (بروتون - بروتون، نيوترون - نيوترون، بروتون - نيوترون). وذلك في أعقاب اكتشاف النيوترون وتقديم نظرية الميزون ليوكاوا. ولم يمض وقت طويل قبل أن تمتد فرضية الميزون إلى التنبؤ بوجود مقابل متعادل للميزونين $\pi\pm$، هو ما يسمى الميزون π^0 أو البيون المتعادل، وقد اكتشف في عام ١٩٥٠. الكتلة قريبة جدا من كتلة البيونات المشحونة، كما كان متوقعا. وهو يتحلل إلى فوتونات عمرها المتوسط حوالي 10^{-16} ثانية.

لنتوقف قليلا. قبل العودة إلى اكتساح كشوف أخرى كانت لا تزال جارية في أوائل سنوات ما بعد الحرب، لكي نستعرض المجموعة المتواضعة من القوالب (اللبنات) البنائية التي قمنا بتجميعها حتى الآن وهي: الإلكترون والبروتون والنيوترون وضديداتها؛ والفوتون؛ والنيوترنيو والنيوترينو المضاد؛ والبيونات المشحونة والمتعادلة؛ والميونات (جسيم وجسيم مضاد). قوالب البناء المؤثرة، بالنسبة للجزء الأعظم من العلم والتقنية، هي الإلكترون والفوتون ومجموعة كبيرة من أنوية ذرية مختلفة تصل إلى مئات عديدة. يمكن التعامل مع النوى، في معظم الأغراض، على أنها أجسام نقطية ضئيلة جدا ذات شحنة Ze وعزم مغناطيسي وكتلة. هذه الكميات الفيزيائية كافية تماما لتمييز النوى، ويعتبر عدد الشحنة الذرية Z أهم هذه البارامترات المميزة لأنه المسؤول عن التمييز بين عنصر كيميائي وآخر. هناك العديد من العناصر التي تكون لها نظائر مع أنوية تشاركها نفس الشحنة الذرية Z ولكن تختلف عنها في الكتلة. وباكتشاف النيوترون أصبح واضحا أن النوى مكونة من بروتونات ونيوترونات. وأن الشحنة الذرية هي عدد البروتونات، وأن الكتلة

النووية متناسبة على نحو وثيق جدا مع إجمالي عدد النيوكليونات (البروتونات زائد النيوترونات). وقد كان تقدما مفاهيميا عظيما أن يتم اختزال تلك السلسلة الهائلة من الأنوية المعروفة إلى تجميعات من قالبين بنائيين فقط هما البروتونات والنيوترونات. وبذلك يكون عالم الحياة «اليومية» قد اختزل إلى إلكترونات وبروتونات ونيوترونات وفوتونات.

لكن ماذا عن الأجسام الأخرى التي تضمها قائمتنا؟ الإلكترون المضاد (البوزيترون) والبروتون المضاد والنيوترون المضاد وُضعت جميعها على القائمة قبل أن يتم اكتشافها تجريبيا. فقد انبثقت، دون توقع في البداية، من محاولة ديراك إيجاد معادلة كوانتية نسبوية صحيحة للإلكترون. وافتُرضت النيوترينوهات وضديداتها، استنادا إلى اعتبارات ذات علاقة أكثر نوعا ما بالظاهرات، على أنها الكيانات التي تنقل الطاقة التي تبدو أنها قد فقدت في عمليات تحلل بيتا. لقد شكّل تحلل بيتا أول رأس جسر خارج الكهروديناميكا الكوانتية بالنسبة للأفكار العصرية لنظرية المجال الكمية. وكما نعلم الآن، هناك في الحقيقة ثلاثة أنواع من النيوترووينوهات وضديداتها المناظرة. لقد أُدخلت البيونات على قائمتنا في سياق نظرية المجال مع أول محاولة لتفسير القوى العاملة بين النيوكليونات، تلك القوى التي تحكم خواص النوى الذرية. كانت الميونات هي الجسيمات الوحيدة، من بين جميع الجسيمات التي تضمّها قائمتنا، التي بدت بوضوح دون ملاحظة مسبقة أو «فائدة» جليّة. وكما نعلم الآن، الميون، من بعض النواحي يشبه كثيرا الإلكترون، مع استثناء قاطع بأنه أثقل 200 مرة تقريبا، وأنه غير مستقر وعمره في إطار السكون الخاص به لا يتجاوز 2 ميكروثانية. نستخدم هنا، وأحيانا في مواضع أخرى، مصطلح «ميون» بمعنى جمعي ليشمل كلا من μ^+ و μ^-. كذلك غالبا ما نستخدم مصطلحات «إلكترون»، «نيوترينو»، «بروتون»، وهكذا بمعنى جمعي لتشمل كلا من الجسيم والجسيم المضاد.

كما قيل، اكتشفت الميونات والبيونات المشحونة، متشابكة في بادئ الأمر. في تجارب الأشعة الكونية. فالأرض تقذف باستمرار بجسيمات طاقية قادمة من الفضاء الخارجي، تصل طاقاتها صعودا إلى 10^{20} إلكترون فولت على الأقل! وتوجد كمية ملموسة من فيض من النيوترينوهات والبروتونات متواضعة الطاقة (في حدود المليون إلكترون فولت) مصدرها الشمس. لهذا فإن النيوترينوهات لا تتأثر كثيرا مع الجو ولا مع الأرض الصلبة برمتها، وهي في الأغلب تمر خلالهما.

تأتي جسيمات الأشعة الكونية ذات الطاقة الأكبر من مصادر أبعد في الكون. وتبدأ تأثرات الأشعة الكونية في الغلاف الجوي غالبا بواسطة البرتون القادم، حيث تصطدم البروتونات الساقطة مع أنوية النيتروجين والأكسجين وغيرها الموجودة في الجو، طاردة نيوترونات وبروتونات إلى خارج الأنوية ومنتجة بيونات وجسيمات أخرى. إن ما ينبعث في هذه التصادمات الابتدائية من نيوكليونات وبيونات، ونواتج أخرى، من شأنه أن يولد تصادمات ثانوية، بالرغم من أن النواتج الثانوية غير المستقرة تتحلل أحيانا إلى جسيمات أخرى. على سبيل المثال، تتحلل البيونات المشحونة أحيانا إلى ميونات ونيوترينوهات قبل أن تسنح لها فرصة إحداث تصادمات ثانوية.

أما البيونات المتعادلة فإنها عموما لا تعيش طويلا بما يكفي لحدوث تصادم على الإطلاق. وتتحلل بسرعة إلى فوتونات بمجرد تكوّنها في عمليات التصادم. وتتصادم الفوتونات مع أنوية الغلاف الجوي لتزيح نيوكليونات وتُنتج أزواج إلكترون - بوزيترون، وبيونات وجسيمات أخرى. يحدث في بعض الأحيان أن تمحق البوزيترونات ما يقابلها من إلكترونات في الجو لتتولد فوتونات. وهكذا تسير السلسلة: تصادمات أولية، تصادمات ثانوية، تصادمات

ثلاثية، عمليات اضمحلال (تحلل). وبصورة إجمالية، يعتبر الغلاف الجوي مسرحا لأحداث متعاقبة معقدة تسفر عن توليد فيوض من كل الجسيمات المختلفة التي تظهر في قائمتنا، وسوف يأتي المزيد!

عمل جو الأشعة الكونية على نحو رائع، طوال العديد والعديد من العقود، كمعمل لفيزياء الطاقات العالية، وقد خلفه منذ ذلك العهد معجلات للجسيمات من صنع الإنسان في معظم (وليس كل) قضايا فيزياء الجسيمات. بدأ حدوث هذا التحول في أوائل خمسينيات القرن العشرين، ولكن ليس قبل ظهور الاكتشافات العظمى على مسرح أحداث الأشعة الكونية. تم في عام ١٩٤٧ تسجيل حادثتين في غرفة سحابية cloud chamber عُرِّضت للإشعاع الكوني تؤكدان وجود جسيمين جديدين: أحدهما جسيم متعادل كتلته حوالي 500 MeV يتحلل إلى زوج من بيونين مشحونين π^+ و π^-؛ والآخر جسيم مشحون له نفس الكتلة تقريبا ويتحلل إلى بيون مشحون وبيون متعادل. كان هذا التطور حالة اكتشاف خالص غير متوقع، واستغرقت الجسيمات فترة وجيزة لكي يتم امتصاصها. وتسارع السباق بشدة بعد ذلك، حيث بدأ ظهور المزيد والمزيد من أنواع الجسيمات الجديدة. وكان ذلك مقتصرا في السنوات القليلة الأولى على تجارب الأشعة الكونية التي تستخدم الغرف السحابية أو المستحلبات الفوتوغرافية على نحو نموذجي. ثم تلا ذلك استخدام معجلات الطاقة العالية الجديدة التي دخلت دائرة التشغيل بصورة متزايدة.

تم التعرف حتى الآن على ثلاثمائة نوع من الجسيمات تقريبا! معظمها جسيمات غير مستقرة مقابل التحلل التلقائي. ويغلب الاعتقاد في الواقع المعرفي الحالي بأن الأنواع المستقرة هي فقط الإلكترون والبروتون وضديداهما، والفوتون، والنيوترينوهات وضديداتها. وكل الجسيمات الأخرى تتحلل في نهاية الأمر، ما لم تتحطم في تصادمات، إلى مجموعات (فئات) من

الأنواع المستقرة، إما مباشرة أو من خلال مراحل وسيطة غير مستقرة. وكلمة «في نهاية الأمر» يمكن في الواقع أن تكون زمنا قصيرا جدا يصل إلى 10^{-24} ثانية بالنسبة لبعض الأنواع. حتى النيوترون المنعزل يعتبر جسيما غير مستقر على الرغم من ثباته من حيث الطاقة في مواجهة التحلل عندما يكون مقيدا في نواة مستقرة.

لقد كشف هذا الفيض الكاسح من الاكتشافات الجديدة عن عالم جديد لما دون النواة. فالمركبات التي نعرفها في الحياة العادية - فوتونات، إلكترونات، بروتونات، نيوترونات - قد انضمت بطريقة ما في إطار أوسع إلى حشدٍ من جسيمات رفيقة معظمها عابرة (مؤقتة وسريعة الزوال). وكان - ولا يزال - التحدي الكبير متمثلا في البحث عن نماذج في خواصها وتآثراتها المتبادلة، ومن ثم الكشف عن القوانين الأساسية الحاكمة لوجودها وسلوكها. لتحقيق أهدافنا، يمكن تقسيم قصة القوالب (اللبنات) البنائية إلى عدة حقب متراكبة جزئيا: تمتد الأولى من العصور القديمة عبر نمو الفرض الذري واكتشاف الإلكترون، إلى أن تبلغ أواخر أربعينيات القرن الشعرين. لقد أثمرت هذه الحقبة معرفتنا بمكونات الذرة ونواتها، بالإضافة إلى جسيمات أخرى في قائمتنا الأولى. وبالرغم من أن بعض هذه الجسيمات لم تكتشف بالفعل إلا مؤخرا، إلا أنها اقتُرحت على الأقل استنادا إلى دليل قوي نظري أو عملي. يؤرخ للحقبة الثانية من بداية فيضان الجسيمات الجديدة الذي سبق وصفه، حيث إنها بشّرت بعصر اكتشافات غير تقليدية، ليس فقط لجسيمات جديدة، ولكن لأنساق ونماذج متنوعة بدأت تعلن عن نفسها في النتائج والبيانات. وعلى مستوى أعمق، كانت هناك نجاحات نظرية مؤثرة ومثير للإعجاب في نطاقات معينة محدودة، وخاصة مجال كهروديناميكا الكم، كما تحققت تأملات إدراكية جوهرية على جبهات أخرى عديدة. ومع أواخر ستينيات القرن العشرين بدأت حقبة ثالثة تعانقت فيها جدائل الفهم والتخيل والتخمين لتنسج معا نظرية المجال الكمية التفصيلية التي

تحكم اليوم، أو ما يسمى «النموذج العياري» the standard model. وجاء الدافع إلى تصميم هذا النموذج من جهات مختلفة: أولها وأهمها بعض الأفكار التخمينية التخيلية التي أدخلت قبل سنين عديدة فيما يتعلق بقسم خاص من النظريات المجالية الكوانتية التي تسمى نظريات القياس (المعايرة) gauge theories. كذلك كان إدخال فرضية الكوارك في أوائل ستينيات القرن الشعرين دافعا حيويا، خاصة بالنسبة لأحداث القصة الحالية. وعلى الجانب التجريبي. كان هناك دور البداية الحاسمة بواسطة مجموعة تجارب أجريت في أواخر ستينيات القرن العشرين على تشتت إلكترونات ذات طاقة عالية جدا بعيدا عن بروتونات ونيوترونات. وبمرور السنين أصبحت الصورة النظرية أكثر نقاء وتماسكا، مسترشدة جزئيا بسلسلة من الاكتشافات والتأكيدات التجريبية المثيرة. النموذج العياري مستقر الآن بثبات؛ وبالرغم من كل نجاحاته، إلا أنه لم يبلغ بعد نهاية الطريق. لقد طوقتنا الآن حقبة رابعة، التماسا لمزيد من التعمق.

الجسيمات المتصادمة والجسيمات المتحللة

إن الطبيعة تكشف عن نفسها ليس فقط من خلال جسيمات موجودة، ولكن من خلال الأشياء التي تحدثها هذه الجسيمات. يوجد قسمان كبيران يضمان الأشياء التي تقوم بها الجسيمات : (i) جسيمات غير مستقرة ينتج عنها في الأغلب تحلل تلقائي، تحول إلى فئة من جسيمات أخرى هي الجسيمات الوليدة. وبالنسبة للجسيمات الأصلية parents الأثقل وغير المستقرة على وجه الخصوص، فإنه يمكن حدوث العديد من التفاعلات التحللية المتنافسة. (ii) عندما يتصادم جسيمان أو أكثر فإنهما يتشتتان دون أن تتغير هويتهما أو يصاحبهما أي جسيمات إضافية. إلا أنهما قد يتحولان أيضا، اعتمادا على الطاقة، إلى فئات مختلفة من الجسيمات. وعند الطاقات العالية عموما يحدث حشد من مثل هذه التفاعلات المتنافسة .

سوف نبدأ بهذا القسم العريض من ظواهر التصادم. ولكي نبدأ بمثال محدد، اعتبر ما يحدث عند تصادم بروتونين. إذا كانت الطاقة صغيرة جدا فإن التفاعل الغالب يكون تشتتا «مرنا» elastic على الصورة : $p + p \rightarrow p + p$، أي أن الجسيمات الداخلة في التفاعل هي نفسها الناتجة عن التفاعل. وعند طاقات أعلى تكون هناك عمليات متنافسة ينتج فيها بيون أو أكثر برفقة زوج النيوكليونات الخارجة الذي يتكون في بعض الحالات من بروتون تحول إلى نيوترون. وعند طاقات أعلى أيضا يدخل المزيد والمزيد من قنوات التفاعل في عمليات المنافسة (فئة الجسيمات الناتجة في أي تفاعل خاص تكوّن قناة channel)؛ ويحدث الشيء نفسه أيضا بالنسبة للعمليات التي تبدأ عندما تتصادم أزواج جسيمات أخرى، مثل إلكترونات وبوزيترونات، بيونات وبروتونات، وهكذا. وعند أعلى طاقة معجلات تحققت حتى الآن تحدث تصادمات مواجهة head-on collisions يُجلب إليها كل من البروتونات والبروتونات المضادة ذات الطاقات القريبة من واحد تريليون إلكترون فولت. يُفتح عند هذه الطاقات القصوى مئات عديدة من القنوات المتنافسة، بعضها تتضاعف جسيماتها حتى تصل إلى المئات!

المقاطع المستعرضة للتصادم

تتميز تفاعلات التصادم كميّا quantitatively بدلالة مفهوم المقطع المستعرض cross section. لإيضاح ذلك، اعتبر حالة جسيم مقذوف ساقط على جسيم ساكن مستهدف. وليكن سقوط بيون على البروتون الهدف الساكن أصلا. يكون التشتت المرن دائما تفاعلا ممكنا عند أية طاقة صغيرة إلى حد ما. لكن قنوات أخرى أكثر تعقيدا تتنافس عند الطاقات الأعلى بوجه خاص. ويمكن التعبير عن احتمال أي تفاعل معين بدلالة المقطع المستعرض الذي يعرف على النحو التالي. يمكننا أن نتخيل أن الهدف يمثل نقطة مستقرة في

مركز قرص يسقط عليه الجسيم المقذوف، وأن هذا الأخير بمثابة جسيم نقطي يقترب إلى الهدف على خط مستقيم عمودي على سطح القرص، يقال أن التفاعل ممكن الحدوث إذا تقاطع ذلك الخط مع القرص، وإلاّ فلا. يمكن أن يكون القرص مصاحبا للمقذوف بصورة متكافئة : بمعنى أن التفاعل يحدث إذا اكتنف القرص المتحرك الجسيم الهدف. وفي كلتا حالتي النظر إلى الأشياء تحدد مساحة القرص المقطع المستعرض للتفاعل المعين قيد البحث. إذا كان لديك فيض معلوم من المقذوفات الساقطة على كثافة معلومة من جسيمات الهدف، فإن معرفة المقطع المستعرض تسمح لك بحساب المعدل الذي تحدُث عنده حادثات التفاعل للنموذج قيد البحث. وبالعكس، يمكن استنتاج المقاطع المستعرضة تجريبيا بقياس معدلات التفاعل. فلكل تفاعل منافس مقطعه المستعرض الخاص به، وتعتمد المقاطع المستعرضة المختلفة بصورة عامة على طاقة التصادم. بالنسبة لزوج معين من الجسيمات في حالة تصادم يكون حاصل جمع كل المقاطع المستعرضة المتنافسة هو المقطع المستعرض الإجمالي. وهذا الأخير يحدد صافي معدل الحادثات لأي نوع.

لا ينبغي اعتبار المعنى الحرفي لهذه المفاهيم قرصية الشكل على أنه مناظر لأجسام فيزيائية فعْلية محصورة مصاحبة لأي من الهدف أو الجسيم المقذوف. على العكس، فالمقاطع المستعرضة عبارة عن طريقة رائعة لتمييز إمكانية حدوث مختلف عمليات التفاعل كميا. فكلما كان المقطع المستعرض كبيرا كان الميل لحدوث التفاعل كبيرا. بالنسبة لتصادمات بروتون - بروتون عند طاقة سقوط 100 GeV يكون المقطع المستعرض الإجمالي مقربا لأرقام صحيحة هو $\sigma_{total} = 4 \times 10^{-26}\ cm^2$. هذا يناظر قرصا افتراضيا نصف قطره حوالي 10^{-13} cm. ويتضح نتيجة لذلك أن قيمة هذا المقطع المستعرض الإجمالي هي النموذجية تقريبا في ذلك النطاق الطاقي بالنسبة لقسم عريض من الأزواج المتصادمة التي تشمل بيون - نيوكليون، نيوكليون - نيوكليون،

نيوكليون - نيوكليون مضاد، وغيرها (نذكّر بأن النيوكليونات هي البروتونات والنيوترونات مجتمعة). هناك قسم آخر من عمليات التصادم التي يكون لها مقطع مستعرض أصغر بصورة ملحوظة عند طاقات متقاربة (قابلة للمقارنة) مثل تصادم الإلكترونات والبروتونات. وهناك أيضا مقاطع مستعرضة أخرى أصغر كثيرا. سوف نعود فيما بعد إلى هذه النماذج من ميْل أو شدة التصادم.

إن سلسلة التفاعلات التصادمية المميزة الممكن تخيّلها هائلة جدا. فإذا كان هناك N نوعا من جسيمات مختلفة فإنه يوجد $N(N+1)/2$ زوجا ممكنا من أزواج التصادم. وهو عدد كبير جدا باعتبار أن N لا تبعد كثيرا عن 300؛ فضلا عن ذلك، بالنسبة لأي زوج واحد من الجسيمات المتصادمة يمكن أن يوجد العديد من قنوات التفاعل المتنافسة، ويزداد العدد بغير حدود (إلى حد علمنا حتى الآن) مع زيادة طاقة التصادم. وهكذا فإنه بالنسبة لمثالنا السابق الخاص بتصادمات بروتون. بروتون تكون العملية المهمة الوحيدة عند طاقات منخفضة جدا تشتتا مرنا: $p + p \rightarrow p + p$. وتصبح عند طاقات أعلى إلى حد ما ممكنة طاقيا لأن تستحدث بيونا وحيدا : $p + p \rightarrow : p + p + \pi^0, p + n + \pi^+$ وعند مزيد من الطاقات العالية يكون هناك احتمال لإنتاج بيونين:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0 + \pi^0 \text{ , } p + p + \pi^+ + \pi^- \text{ , } p + n + \pi^0 + \pi^+ \text{ , } n + n + \pi^+ + \pi^+$$

وعند طاقات أعلى وأعلى يمكن إنتاج المزيد والمزيد من الجسيمات (وليس مجرد البيونات) في التفاعلات التي تتنافس مع هذه التفاعلات الأكثر شُحّا. عند أقصى الطاقات المتاحة حاليا في المعجلات توجد قنوات تفاعل تحتوي على مئات الجسيمات، ومخاليط نيوكليونات، وبيونات، وميزونات K، وغيرها. إضافة إلى هذه الوفرة، اعتبر أيضا أن أي تفاعل معين يميز ليس فقط بمقطعه المستعرض ولكن أيضا باعتماده على طاقة التصادم، وبالتوزيعات الزاوية والطاقية للجسيمات الناتجة.

في واجهة هذا الثراء الهائل من الظواهر يكون العمل البارع هو البحث عن نماذج وأنساق عامة، مع التركيز على تلك القسمات والملامح الخاصة في البيانات التي ينبغي أن تكون تشخيصية وإخبارية (بمعلومات) عن العلم الأساسي. ولقد حدث تقدم عظيم في هذه الاتجاهات على النحو الذي سوف نناقشه.

الأعمار، نسب التفرع

الأمر الآخر الذي تفعله الجسيمات، عدا المستقرة منها، هو التحلل. وكما سبق القول، تعتبر عملية التحلل (الاضمحلال) أساسا دالة أسية في الزمن، ويتميز الاحتمال الصافي للتحلل بعمر متوسط (أو «عمر» lifetime للتبسيط). وهو المناظر للمقطع المستعرض الإجمالي لتفاعلات التصادم. فكلما كان العمر أصغر كلما كان احتمال التحلل أكبر، وحيثما توجد أنماط (أنظمة) تفتت يمكن تمييز القنوات المفردة بنسب تفرّعها branching ratios. تعرف نسبة التفرع لأي نظام تحلل خاص بأنها نسبة جميع حادثات التحلل التي تتم عن طريق تلك القناة الخاصة .

العدد المتاح من قنوات التحلل المتنافسة محدود جزئيا ببقاء الطاقة. ونظرا لأن الجسيمات الأثقل غير المستقرة تأخذ طاقة لاستحداث كتلة ($E = mc^2$)، فإنها، بما تمتلكه من طاقات سكون أكبر، تكتنف على نحو نموذجي قنوات مفتوحة لها أكثر مما تفعل الجسيمات الأخف. على سبيل المثال، يوجد للميزون D المشحون (كتلته 1870 MeV) عشرات الأنماط التحللية الكبرى، بالإضافة إلى العديد من الأنماط الصغرى. لا يوجد للبيونات المشحونة (كتلتها 140 MeV) سوى قناة تحلل كبرى وحيدة هي: بيون ← ميون + نيوترينو. تجدر الإشارة إلى أن أنماط التحلل الصغرى

لا أهمية لها على الإطلاق. على سبيل المثال، لا يتحلل البيون المشحون بالطريقة المذكورة أعلاه فقط، بل يتحلل أيضا إلى إلكترون ونيوترينو بنسبة تفرع ضئيلة جدا تبلغ 10^{-4} تقريبا. وقد أدى اكتشاف هذه العملية النادرة دورا مهما في تنمية فهمنا لما يسمى بالتآثرات الضعيفة. إن تفاعلات التحلل والتصادم النادرة غالبا ما تكون واقعيا في بؤرة الاهتمام، لكن ندرتها المفرطة تمثل تحديا تجريبيا مخيفا. وتسمح التقنيات الحديثة بمواصلة البحث عن حادثات نادرة ذات نسب تفرع دنيا تصل إلى 10^{-10} في حالات معينة واعدة.

المعجّلات

تنحدر معجّلات الجسيمات الحديثة ذات الطاقات العالية من عدة خطوط رائدة للتطوير في أواخر العشرينيات وأوائل الثلاثينيات من القرن العشرين؛ أعظمها شهرة هو السيكلوترون. الآلات الحالية أصغر من أسلافها من حيث الحجم والطاقة، كما أنها أقل تعقيدا، إلا أن المخطط الأساسي ثابت دائما: تستخدم مجالات كهربية لتعجيل جسيمات مشحونة إلى طاقات عالية. ويتحقق هذا في المعجلات الخطية linear accelerators بممرّ واحد عبر النبيطة. وفي الآلات الدائرية (فكرة لورنس Lawrence العظيمة) يقيد مجال مغناطيسي الجسيمات لتدور وتدور في مدار دائري بحيث يسمح بممرات عديدة خلال مجال كهربي. تُستخدم تجميعات من كلا النوعين حاليا في تركيبات المعجلات على نحو نموذجي، بحيث يمكن استخدامهما بصورة مستقلة وبالتتابع كلما تسارعت الجسيمات من طاقات منخفضة إلى طاقات عالية جدا.

فيما يسمى بالمنشآت ذات الهدف المثبت fixed target، يسمح لحزمة الجسيمات عالية الطاقة الناتجة من المعجل بأن ترتطم بهدف مكثّف، صلب أو سائل. وبالنسبة للعمليات ذات الطاقات العالية جدا، المعينة هنا، يمكن

إهمال القوى التي تربط مكونات ذرات الهدف مع بعضها البعض. ومن ثم يمكن - لأغراض عديدة - اعتبار الهدف كأنه حقيبة تحتوي على بروتونات ونيوترونات وإلكترونات مستقلة. فإذا ما أحسن قياس حادثة تصادم معينة بدرجة كافية، يكون بالإمكان عموما تحديد ما إذا كان الجسيم الهدف بروتونا أو نيوترونا أو إلكترونا. في قسم الآلات المعروفة باسم «المصادمات» colliders، يتم تعجيل حزمتين منفصلتين، بدلا من حزمة واحدة ساقطة على هدف ثابت، لتكتسبا طاقة عالية ويسمح لها بأن تخضع في الأساس لعملية تصادم مواجه. كذلك يمكن استخدام إحدى الحزمتين أو كلتيهما بصورة منفردة بالنسبة لتجارب الهدف المثبّت.

التركيبتان: الهدف المثبت والمصادم، لهما أهليتهما المستقلة. للإيضاح والتحديد، اعتبر حالة تصادم جسيمين متطابقي الكتلة m، مثل تصادم بروتون - ضديد بروتون أو تصادم إلكترون - بوزيترون. لتكن E طاقة المعمل الإجمالية، أي الطاقة الحركية زائد طاقة السكون، لحزمة الجسيم. في تركيبة المصادم النموذجية يكون التصادم مواجها head on بين جسيمين متحركين بكميّتي تحرك متساويتين وفي اتجاهين متعاكسين. وبذلك تكون كمية التحرك الصافية صفرا ويكون صافي الطاقة هو:

$$W_C = 2\,E$$

يشير الحرف الدليلي C إلى أننا نتعامل مع مصادم collider. تتقاسم نواتج التفاعل هذه الطاقة، وبعضها يكون مندمجا في طاقات سكونها، أي ما يزيد على ما يدخل في الطاقة الحركية اللازمة لحركة نواتج التفاعل. ويظل صافي كمية التحرك. المجموع اتجاهيا على كل نواتج التفاعل، مساويا الصفر. وفي تركيبة الهدف المثبت، تتصادم حزمة الجسيم الذي طاقته E مع جسيم الهدف الساكن، وبهذا يكون صافي الطاقة في الإطار المعملي هو $E + m\,c^2$.

ولأغـراض المقـارنة مع حـالـة المصــادم يكون من المناسب أن نسـأل عن الطاقـة المرصودة في الإطار الإسنادي لمركز الكتلة للتصادم. هذا هو الإطار المتحرك في اتجاه حزمة الجسيم بسـرعة تكفي لأن يتمكن الراصد الموجود في ذلك الإطار من رؤية الجسيمات المتصادمة التي لها كميات تحرك متساوية في المقدار ومتعاكسة في الاتجاه. في إطار مركز الكتلة يبدو التصادم مشابها تماما لحادثة مصادم، ويسهل استنتاج صافي الطاقة في هذا الإطار على الصورة.

$$W_{FT} = \sqrt{2\, mc^2\, (E + mc^2)}$$

يشير الرمز الدليلي إلى أن هذه هي طاقة مركز الكتلة المناظرة لحادثة تصادم هدف مثبّت يكون المقذوف فيها ذا طاقة E في الإطار المعملي. أهم ما ينبغي ملاحظته هنا هو أن W_{FT} أصغر من W_C عند جميع قيم الطاقة E. وهي في الحقيقة أصغر كثيرا إذا كان $E >> mc^2$. بصورة مكافئة تكون الطاقة W_{FT} في إطار مركز الكتلة أصغر من الطاقة $E + mc^2$ في إطار المعمل. وفي المقابل، يكون إطارا المعمل ومركز الكتلة نفس الشيء تماما بالنسبة لتركيبة المصادم. والأمر المهم هو أن طاقة مركز الكتلة فقط هي المتاحة تماما لتوليد كتلة سكون.

لماذا هذا الاختلاف بين تصادم الهدف المثبت والتصادم المواجه؟ يكمن الجواب في مبدأ حفظ (بقاء) الطاقة - كمية التحرك. ففي تركيبة الهدف المثبت لا تقتصر مهمة المقذوف الساقط على إمداد طاقة حركة فقط، بل إنه يجلب أيضا كمية تحرك. ولكن كمية التحرك يجب أن تكون محفوظة في التصادم. ولهذا فإن على نواتج التفاعل أن تنقلها، ومن ثم تنقل طاقة الحركة. وهذه الأخيرة (أي طاقة الحركة) «تضيع سدى»، بمعنى أنه لا يفاد منها في

توفير طاقة السكون اللازمة لتوليد (استحداث) جسيمات. في المقابل، صافي كمية التحرك في تصادمات المواجهة يساوي صفرا؛ ولهذا فإن الطاقة الكلية W_c تكون متاحة للاندماج في مركز الكتلة، ومن ثم لتوليد (استحداث) جسيمات. لإيضاح ذلك، اعتبر التفاعل التالي:

$$p + p \rightarrow p + p + X$$

حيث X جسيم كتلته M. لتكن كتلة البروتون m. ما مقدار الطاقة المطلوب إمدادها للجسيمات المتصادمة لكي تصل إلى مَبْدَى طاقة energy threshold هذا التفاعل؟ يُمنح كل بروتون من الأزواج المتصادمة في تركيبة المصادم طاقة حركية سوف نشير إليها بالرمز K_C. يظهر جليا أن مَبْدَى threshold طاقة الحركة هو $K_C = Mc^2/2$. تبدو نواتج التفاعل في حالة ساكنة عند تلك الطاقة الساقطة. اعتبر أن K_{FT} هي طاقة حركة البروتون الساقط عند المبدى بالنسبة لتركيبة الهدف المثبّت. يسهل التحقق من أن نسبة طاقتي حركة حزمة الجسيم في التركيبتين هي:

$$K_{FT} / K_c = M/m + 4$$

هذه نسبة لا تقل أبدا عن 4، وتكون أكبر من ذلك كثيرا إذا كان M >> m. وبناء على ذلك، إذا كانت طاقة السكون للجسيم X أكبر مائة ضعف من طاقة السكون للبروتون، فإن مبدى المصادِم يكون 50 GeV تقريبا، ومبدى الهدف المثبت يكون حوالي 5000 GeV ؛

لهذا فإن للمصادِمات استطاعة أعظم لاكتشاف جسيمات كبيرة الكتلة، لكن الآلات ذات الهدف المثبت لها مزاياها الخاصة بها. وبمجرد اجتياز المبدى لأي تفاعل معين، سواء في آلة هدف مثبت أو في مصادم، سوف ينشأ طيف لطاقات حركة الجسيمات الناتجة. وبالنسبة لطاقة شعاع معين، يبلغ

ذلك الطيف عموما قيما أعلى في حالة الهدف المثبّت. وبقدر ما تستخدم نواتج التفاعل هذه لحث تصادمات ثانوية، بقدر ما تكون أفضل عند طاقاتها الأعلى. هناك ميزة أخرى لتركيبات الهدف المثبت. ذلك أن شعاع الجسيمات المقذوفة يحقق في الهدف المكثف كثافة لأزواج التصادم المتاحة أكبر كثيرا مما يحدث في شعاع آخر يقترب منه مواجهة. هذا يعني أن كثافة الجسيمات في الشعاعين أصغر كثيرا جدا منها في الجوامد أو السوائل، ومن ثم يكون إجمالي معدلات الحدث في آلات الهدف المثبت بصورة عامة أعلى كثيرا منه في المصادمات. إجمالي معدلات الحدث في الات الهدف المثبت بصورة عامة أعلى كثيرا منه في المصادمات. على سبيل المثال، يولد شعاع بروتوني 30 GeV في معجل «بروكهافن» AGS (السينكروترون متردد الميل Alternating Gradienl Synchrotron) عدة تريليونات حادثة تصادم كل ثانية على هدف جامد. وفي «تيفاترون فيرمي لاب» تولّد أشعة بروتون - برتون مضاد طاقتها 900 GeV حوالي مليون حادثة، أو أقل قليلا، كل ثانية.

ما هي أنواع الجسيمات المشحونة المتاحة للتعجيل في مسرّعات عالية الطاقة؟

الإلكترونات والبروتونات التي تكون الذرات هي الوحيدة التي يمكن البدء بها من بين مئات الأنواع المعروفة. وهناك، لأغراض ما، أنوية ذرية متنوعة يمكن اعتبارها كيانات مترابطة. جملة القول، بناء على ذلك، تكون أنواع الحزم التي يمكن التفكير فيها للمراحل الأولى من أي عملية تعجيل هي أشعة مكونة من إلكترونات وبروتونات وأنوية ذرية متنوعة. ويمكن لمكونات الأهداف المكثفة، الإلكترونات والبروتونات والنيوترونات والأنوية الذرية، أن تفيد أيضا كأزواج تصادم في أجهزة الهدف المثبت. هذا إجمالا يسمح بتشكيلة ملموسة من شراكات الأزواج : إلكترون - إلكترون، إلكترون -

بروتون ، بروتون - بروتون، نيوترون- بروتون ، نيوكليون - نيوكليون، وهكذا. وقد تم متابعتها جميعا. علاوة على ذلك، يمكن لنفس الجسيمات من الأنواع الأخرى التي تستحدث في تصادمات أولية عالية الطاقة أن تُجلب في تصادمات ثانوية إذا كان عمرها طويل بدرجة كافية؛ ويمكن ذلك أيضا بالنسبة لنواتج تحللها. بهذه الطريقة يتوافر لتجارب الهدف المثبت أشعة ثانوية من فوتونات ونيوترينوهات وبوزيترونات وبوزيترونات مضادة وبيونات وميزونات -K وميونات وأنواع أخرى من جسيمات مشحونة ومتعادلة. على سبيل المثال، تحصل تجارب تشتت النيوترينو - بروتون على نيوترينوهاتها بكثرة من تحللات البيون، وتنتج البيونات نفسها عند قذف الأهداف المثبتة بأشعة بروتونية عالية الطاقة. كذلك يمكن استخدام بعض هذه الجسيمات الثانوية لتكون أحد الشعاعين في المصادِم. وبالنسبة لذلك التطبيق ينبغي تجميع الثانويات وتخزينها وتعزيزها بطاقة. هذا يتطلب أن تكون طويلة العمر ومشحونة، وهي متطلبات تقصر مثل هذه التطبيقات حاليا على البوزيترونات وضديدات البروتونات كإضافات لقائمة الأشعة المتاحة للمصادمات على سبيل المثال، عندما تقرأ عن مصادمات البروتون والبروتون المضاد فإنك سوف تعرف أن تلك البروتونات المضادة يتم تجميعها من الحطام الناتج عن ارتطام شعاع بروتوني على هدف مكثف. بالمثل أيضا، تحصل مصادمات الإلكترون والبوزيترون على بوزيتروناتها من الحطام الناتج بواسطة شعاع إلكتروني ساقط على هدف جامد.

يوجد في العالم حاليا تسعة مراكز معجلات عظمى: فيرمي لاب، ستانفورد، كورنيل، بروكهافن في الولايات المتحدة؛ سيرن (جنيف) وديسي (هامبورج) في أوروبا الغربية، كيك في تسوكوبا باليابان؛ ومعهد فيزياء الطاقات العالية في بكين بالصين؛ ومعهد بودكر في نوفوسيبرسك بروسيا.

يعتبر تيفاترون فيرمي لاب معجل جسيمات لأعلى طاقة في العالم، حيث يعجل البروتونات والبروتونات المضادة إلى 900 GeV ويعمل بنظامي المصادِم والهدف المثبت. في النظام الأول طاقة مركز الكتلة هي بالطبع 2 x 900 = 1800 GeV. أما في النموذج الثاني فإن طاقة مركز الكتلة أقل كثيرا، حوالي 40 GeV؛ لكن عملية الهدف المثبت تولد أشعة ثانوية قيمة من نيوترينوهات وبيونات وميونات وأنواع أخرى. أكثف (أشد) حزمة بروتونية عالية الطاقة في العالم موجودة في معجل بروكهافن AGS، وذلك في جهاز من نوع الهدف المثبت يعطي بروتونات طاقتها 30 GeV ؛ قريبا سوف يبدأ في بروكهافن تشغيل المصادم الأيوني RHIC.

يعتبر معجل سيرن LEP مصادما للإلكترون والبوزيترون بأقصى طاقة، وهو آلة دائرية يبلغ محيطها 26 كيلومترا. وتبلغ طاقة كل شعاع حوالي 90 GeV. في أواسط العقد الأول من القرن الواحد والعشرين سوف يبدأ تشغيل المصادم بروتون - بروتون داخل تلك الحلقة بأشعة طاقاتها 7 TeV، أي حوالي سبعة أضعاف طاقة التيفاترون؛ يشغّل سيرن أيضا جهاز هدف مثبت يستخدم بروتونات طاقتها 440 GeV .

الجهاز SLC في SLAC (ستانفورد) عبارة عن مصادم إلكترون - بوزيترون طاقات أشعته 45 GeV. وقد حصل على التميز كأول مصادم خطي عالي الطاقة ووحيد في العالم (كل المصادمات الأخرى من النوع الدائري)، ويمكن أن يكون رائدا يبشر بقرب ظهور آلات خطية أكبر. هناك مصادمات إلكترون - بوزيترون أخرى تعمل في اليابان (32 GeV لكل شعاع) وكورنيل (5 GeV) والصين (2 GeV) وروسيا (0.7 Gev). هناك مصادمات إلكترون - بوزيترون إضافية تم تصميمها لأبحاث خاصة، وهي قيد الإنشاء في تسوكوبا وستانفورد وكورنيل. ويعتبر المصادم

الإلكتروني البروتوني HERA في DESY الوحيد من نوعه في العالم. حيث تبلغ طاقتا شعاعي الإلكترونات والبروتونات 30 GeV و 800 GeV على التوالي.

نماذج وأنساق نظامية

تماثلات الزمكان

إن الحياة على المستوى دون النووي معقدة، فهناك العديد من أنواع الجسيمات المختلفة. وهناك بينها سلاسل أعظم كثيرا من تفاعلات التصادم والتحلل المميزة. المشاركون في هذا المجال من العلم، كما في مجالات أخرى، يعتقدون بضرورة وجود «بساطة» مستترة تحت ذلك مباشرة؛ وقد تم التعرف بالفعل من خلال البيانات والنتائج على تماثلات ونماذج أخرى مختلفة. غالبا ما يتحمس الفيزيائيون الباحثون في عالم الجسيمات لموضوع التماثليات symmetries في قوانين الطبيعة، يتساوى في ذلك التماثلات التامة ظاهريا و«المعيبة» بمهارة معينة. هذا الحماس الزائد مقنّن جيدا، ولكنه للأسف لا يتطلب فقط خيالا رومانسيا محلقا، وإنما يستلزم أيضا جرعة مناسبة من الرياضيات وميكانيكا الكم للإحساس بروح النظُم.

تأتي إحدى الفئات الرئيسية لمبادئ التماثل إلى الموضوع من الماضي، من فيزياء القرن التاسع عشر الميلادي؛ وتحديدا من قوانين حفظ (بقاء) الطاقة وكمية التحرك وكمية التحرك الزاوي. كان هناك ذعر قصير الأمد بشأن حفظ الطاقة في بدايات تحلل بيتا، ولكنه زال وتلاشى بعد ذلك. أما الآن فلا يوجد أي دليل على الزعم بعدم صحة قوانين البقاء الثلاثة. والنظر إليها بطريقة صحيحة يوضح أنها تفسر مجموعة عويصة من مبادئ تماثل الزمكان: فبالنسبة لحفظ الطاقة هناك مفهوم يقضي بأن قوانين الطبيعة

الأساسية ثابتة لا تتغير مع الزمن (وهو ذات المبدأ في الماضي والحاضر والمستقبل)؛ وبالنسبة لحفظ كمية التحرك لا يحدث تغير في الموقع الفراغي (وهو ذات المبدأ هنا وهناك)، وبالنسبة لحفظ كمية التحرك الزاوي لا يحدث تغير مع دوران مناط الإسناد (وهو نفس المبدأ في معمل ما وفي معمل آخر له اتجاه دوراني مختلف). أيضا ليس هناك ارتياب في مبادئ التماثل المتضمنة في النسبية الخاصة، التي تُدخل اللاتغير الدوراني وتتطلب بصورة أعم أن تكون لقوانين الطبيعة الأساسية نفس الشكل في جميع المناطات القصورية. وإن قوانين كينماتيكا النسبية الخاصة تحقق نجاحا يوميا في فيزياء الجسيمات ذات الطاقة العالية. وعلى مستوى نظري أعمق، تضع متطلبات النسبية الخاصة إطارا محكما حول البنية الممكنة لنظريات المجال الكوانتية.

بالإضافة إلى مبادئ التماثل الزمكاني المذكورة - لا تغير invariance قوانين الطبيعة تحت ظروف الانتقالات الزمنية (من وقت لآخر)؛ الانتقالات المكانية (من موقع لآخر)، تحويلات لورنتز (من إطار قصوري لآخر) - هناك مبدآن آخران أصلهما كلاسيكي، تمت الاستعانة بهما ليكونا تماثليْن مرشحيْن للعالم الكوانتي المجهري: هما لا تغير الندية parity invariance وعدم تغير انعكاس الزمن time reversal invariance . المبدأ الأول يقضي كلاسيكيا بتأكيد عدم تغير قوانين الفيزياء تحت ظروف العكس الآني لكل المواضع وكميات التحرك ، $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}, \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$. لاحظ أن كمية التحرك الزاوي المداري تظل ثابتة $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ لأن كلا من $\mathbf{r}$ و $\mathbf{p}$ تغيران الإشارة. كمثال كلاسيكي: افترض أن جسيما يتحرك في جهد مركزي لا يعتمد على الزمن $V(r)$ ، وافترض أن $\mathbf{r}(t)$ حل ما خاص لمعادلة نيوتن للحركة. عندئذ فإن الآتي، الذي نرمز له بشرطة، كفيل بأن يكون حلا آخر (يمكنك التحقق منه): $\mathbf{r}`(t) = -\mathbf{r}(t)$ ، ومن ثم يكون $\mathbf{p}`(t) = md\,\mathbf{r}`/dt = -\mathbf{p}(t)$. هذا يعني أن نفس المعادلة التي تسمح لمسار ما تسمح للمسار الآخر مع عكس

إشارة كل من متجهي الموضع وكمية التحرك. يقال أن الجهود المركزية لا متغيرة الندّية. أمّا عدم تغير انعكاس الزمن فهو مبدأ يقضي بتأكيد عدم تغير قوانين الطبيعة تحت ظروف تغير إشارة الزمن وكمية التحرك، على أن يظل الموضع ثابتا. كمثال كلاسيكي: افترض أن الجهد لا يعتمد على الزمن. بناء على ذلك، إذا كان $\mathbf{r}$ (t) حلا لمعادلة نيوتن فإن $\mathbf{r}$ (-t) = $\mathbf{r}$` (t) تكون أيضا كذلك، وبالتالي يكون $\mathbf{p}$` (t) = - $\mathbf{p}$ (t). معادلة نيوتن للجهود التي لا تتغير مع الزمن تخضع لمبدأ عدم تغير انعكاس الزمن. وقد تم اقتباس المفهومين الكلاسيكيين لتماثل الندّية وانعكاس الزمن، الموضحيْن أعلاه، ليكونا بمثابة فرضيّن للعالم المجهري في السياق الأغنى لميكانيكا الكم.

لإيضاح المعاني المتضمنة، أولا بالنسبة لعدم تغير الندية، اعتبر المقطع العرضي الإجمالي لبيون ساقط على بروتون ساكن، افترض أن البيون الذي لا لفّ له متحرك باتجاه الشمال ولف البروتون يشير أيضا إلى الشمال. نذكّر بأن عملية الندية تعكس اتجاه كمية التحرك وليس اتجاه متجهات كمية التحرك الزاوي، ومن ثم فإنها لا تعكس اتجاه اللف. وبناء على هذا فإن عدم تغير الندية يعني ضمنا أن المقطع العرضي لا يتغير إذا عُكس اتجاه حركة البيون، وليس اللف؛ أي أن البيون يتحرك باتجاه الجنوب بينما يبقى لف البروتون مشيرا إلى الشمال. إلا أن عدم تغير الدوران ينبئنا بأنه إذا بدأنا من الموقف الأخير هذا فإنه لن يكون هناك تغير في المقطع العرضي إذا أدرنا كلا من كمية التحرك واللف بمقدار 180°. يعود بنا هذا إلى البيون المتحرك باتجاه الشمال، لكنه الآن مع لف بروتوني يشير إلى الجنوب. وهكذا فإن فرضية عدم تغير الندية، مأخوذة مع المبدأ المقبول الخاص باللا تغير الدوراني، تنبئنا بأن المقطع العرضي الإجمالي لا يعبأ بالطريقة التي يشير بها لف البروتون إلى الاتجاه. أما عدم تغير عكس الزمن في ميكانيكا الكم فإنه ذو مفهوم مراوغ. لتوضيح ذلك اعتبر أي تفاعل يدخل فيه جسمان ويخرج منه

جسمان: $a + b \rightarrow c + d$. تحت ظروف عملية انعكاس الزمن تنعكس كل كميات التحرك واتجاهات اللف. لكن الأكثر إثارة أن يتغير اتجاه السهم لأننا عكسنا تدفق الزمن. لنعتبر الآن التفاعل $c + d \rightarrow a + b$. لا يمكن عمل ذلك بواسطة عدم تغير دوراني على غرار انعكاس اتجاهات كمية التحرك واللف. وهكذا فإن المبدأين المترابطين الخاصين بإنعكاس الزمن واللا تغير الدوراني يتحدان للربط بين العمليتين $a + b \rightarrow c + d$ و $c + d \rightarrow a + b$.

نعلم الآن أن مبدأي الندية وعدم تغير انعكاس الزمن مستبعدان في التآثرات الضعيفة، على الرغم من قبولهما التام فيما يسمى بالتآثرات القوية والكهرومغناطيسية.

اقتران الشحنة

يعني مبدأ التماثلية العميق في نظرية المجال الكوانتية أن هناك قرينا أو نظيرا لكل جسيم يحمل شحنة كهربية، أو لأي من أنواع الشحنة الأخرى المتعددة التي سوف نناقشها. يتميز هذا القرين بأن إشارات جميع شحناته معكوسة، وأن له نفس الكتلة، وإذا كان غير مستقر يكون له نفس العمر. يتكون الزوج من جسيم وجسيم مضاد، ويطلق على كل منهما قرين الشحنة أو القرين الشحني charge conjugate للآخر، ويرمز لهما عادة بنفس الحرف ويُوضع خط فوق الجسيم المضاد. وهكذا يكون الحرف p رمزا للبروتون و $\overline{p}$ للبروتون المضاد. من ناحية أخرى، توجد استثناءات مفاهيمية عديدة. على سبيل المثال، يستخدم عادة الحرفان e^- و e^+ للإلكترون والإلكترون المضاد (البوزيترون) بدلا من الحرفين e و $\overline{e}$؛ وبالمثل يستخدم الحرفان π^+ و π^- للبيونين المشحونين باعتبارهما زوجا من جسيم وجسيم مضاد. أما الجسيمات التي لا تحمل شحنة من أي نوع، مثل الفوتون γ والبيون المتعادل π^0 ، فيقال أنها

تتضمن جسيماتها الخاصة بها، فهي اقترانية ذاتيا self - conjugate. نشأ مفهوم أزواج الجسيم والجسيم المضاد أولا في نظرية ديراك الكوانتية للإلكترون النسبوي. أفضت تلك النظرية، بعد بعض اللبس والغموض في البداية، إلى تساوي الكتلتين على نحو واضح. وقد تضمّن التطوير التالي للكهروديناميكية الكوانتية تلقائيا في داخله تماثلية بعيدة المدى والتأثير تعرف بمبدأ «عدم تغير اقتران الشحنة» charge - cojugation invariance، ثم أُدمج بعد ذلك كمبدأ عام في فيزياء الجسيمات دون النووية. يؤكد عدم تغير اقتران الشحنة أن قوانين الطبيعة تكون ثابتة تحت ظروف التغيير المتبادل للجسيمات والجسيمات المضادة. وبدقة أكثر، يؤكد مبدأ عدم التغير على أن المقطع العرضي لأي عملية تصادم، أو معدل أي عملية تحلل (اضمحلال)، لا يتغير إذا استبدلت جميع الجسيمات المشاركة بأقرانها (يحل كل جسيم محل ضديده، وكل جسيم مضاد محل جسيمه). وهكذا يُتوقع للعمليتين $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ و $\pi^+ + \overline{p} \rightarrow \pi^0 + \overline{n}$ أن يكون لها نفس المقطعين العرضيّين. يلاحظ هنا أننا أبقينا على π^0 دون تغيير تحت ظروف التبديل، ومن ثم فإنها اقترانية ذاتيا.

على غرار ما تم مع مبدأي لا تغير الندّية وانعكاس الزمن، نعلم الآن أن ثبات اقتران الشحنة مستبعد في التآثرات الضعيفة، على الرغم من قبوله التام في التآثرات القوية والكهرومغناطيسية. وفي حقيقة الأمر، ظهر قبول عدم تغير الندية واقتران الشحنة معا في أواسط خمسينيات القرن العشرين، وعدم تغير انعكاس الزمن بعد ذلك بأقل من عقد تقريبا. ومن الجدير بالذكر أنه بالرغم من أن الندية p وانعكاس الزمن T واقتران الشحنة C مستبعدة جميعها في التآثرات الضعيفة، إلا أن التماثلية المدمجة CPT تظل صحيحة، وهي بالفعل متحققة بعمق في مبادئ نظرية المجال الكوانتية. وهي، بالإضافة إلى أشياء أخرى، تكفل تساوي الكتلة والعمر لكل من الجسيم والجسيم المضاد.

القوى الشديدة والكهرومغناطيسية والضعيفة

سوف نأتي إلى الكواركات والجليونات بعد قليل؛ لكننا سنركز الآن على الجسيمات التي يمكن بالفعل «رؤيتها» والتعامل معها في المعمل. الكواركات والجليونات تركت دلائل كثيرة، لكنها لا تظهر أبدا خالصة لتُرى ككيانات منفصلة، أو هي لم تفعل ذلك على الأقل حتى الآن.

إن تحلل الميون (لبتون ميو) إلى إلكترون ونيوترينو ونيوترينو مضاد أبطأ كثيرا من التحلل (الاضمحلال) المشابه للجسيم (ليبتون تاو) إلى إلكترون ونيوترينو ونيوترينو مضاد إلا أن هناك إحساسا جيدا بأن النزعة الذاتية أو الشدة لهذين التفاعلين تكون واحدة. القضية هي أن ليبتون ميو أخف كثيرا من ليبتون تاو بحيث تكون هناك طاقة متاحة أقل في تفاعل اضمحلاله. وبصورة عامة تماما، سواء بالنسبة للمقاطع المستعرضة في حالة تفاعلات التصادم أو معدلات التحلل في حالات تفتت جسيم غير مستقر، يكون الميل (الاحتمال) لأي تفاعل معين حاصل معاملَيْن: أحدهما يسمى معامل الفراغ الطوري phase-space factor ويحدد بواسطة الطاقة المتاحة للتفاعل. فإذا كان هناك قدر ضئيل جدا من الطاقة المتاحة فإن التفاعل لن يكون أمامه قدر كبير من الحرية لأن يحدث. لا يعتمد معامل الفراغ (الحيز) الطوري على تفاصيل النظرية ويمكن حسابه بسهولة. العامل الآخر هو المربع المطلق لكمية ميكانيكية كوانتية تسمى «سعة الانتقال» transition amplitude. وسعة الانتقال هذه هي التي توفر القياس السليم لشدة التفاعل الذاتية، وهي تعتمد بدرجة كبيرة جدا على تفاصيل النظرية الأساسية.

لقد تم التعرف بالفعل في أواسط القرن العشرين على أن تفاعلات الجسيمات تنظم نفسها على ما يبدو طبقا للشدة الذاتية في ثلاثة أقسام مميزة: قوية وكهرومغناطيسية وضعيفة. الذي دعا إلى اقتراح هذا هو أن ظواهر الجسيم في تنوعها الهائل تعود بجذورها إلى أساس قائم على ثلاثة

أنظمة (مجموعات) فقط للقوة - تماما مثلما يُفهم التنوع الهائل لمسارات الكواكب وسفن الفضاء وكرات البايسبول في إطار قانون القوة التثاقلية البسيط لإسحاق نيوتن. ومن المؤكد أن هناك تنوعا كبيرا في الشدة الذاتية داخل أي من هذه الأقسام، لكن بصورة عامة، تتميز العمليات الكهرومغناطيسية بسعات انتقال أصغر مقارنة بالعمليات القوية. وعند طاقات متوسطة تخفت شدة التفاعلات الضعيفة كثيرا، بالرغم من أن شدتي التفاعلين الضعيف والكهرومغناطيسي أصبحتا متقاربتين عند الطاقات العالية جدا. ودون تحديد للقواعد، سوف نسوق هنا عدة أمثلة تصنيفية من اختيارات عديدة لا حصر لها.

(i) قوية (شديدة) : $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+ + \pi^0 \,;\, \rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$

(ii) كهرمغناطيسية : $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+ + \gamma \,;\, \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

(iii) ضعيفة : $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + \pi^0 \,;\, \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \upsilon$

بصورة قاطعة، تدخل القوى الأساسية الثلاث جميعها دائرة التأثير في كل نوع من تفاعلات الجسيمات. من ناحية أخرى، إذا كانت القوة الشديدة المؤثرة بمفردها سوف تسمح بحدوث تفاعل معين، فإن تلك القوة سوف تسيطر على التفاعل، بينما تسهم القوتان الأخريان بتعديلات صغيرة فقط (لكنها تكون بالغة الأهمية). سوف تصنَّف العملية إذن على أنها تفاعل قوي. لنعتبر، بعد ذلك، تفاعلا لا يُسمح له بالحدوث عن طريق قوة شديدة مؤثرة بصورة منفصلة. في هذه الحالة سوف تتحكم القوة الكهرومغناطسية، التي تعمل كأنها بوّاب، في الحدود العامة لمقدار سعة الانتقال. أما القوة الضعيفة فإنها لا تسهم إلا بتعديلات طفيفة. يقال للعملية إذن أنها تفاعل كهرومغناطيسي. أخيرا، إذا تطلب تفاعل ما حقّن القوة الضعيفة، مؤثرة بمفردها أو بالاتحاد مع

إحدى القوتين الأخريين أو كلتيهما، فإن هذه القوة الضعيفة هي التي تكون بمثابة بواب يتحكم في حدود مقدار سعة الانتقال. وعندئذ يقال للعملية أنها تفاعل ضعيف.

تدخل الأغلبية العظمى من الجسيمات المعروفة في تفاعلات من الأنواع الثلاثة كلها. تعرف هذه الجسيمات، مجتمعة، باسم «هدْرونات» hadrons. تشمل هذه المجموعة النيوكليونات (بروتونات ونيوترونات)، والبيونات (π^0 , $\pi^\pm$) وجسيمات أخرى كثيرة. تنقسم الهدرونات إلى مجموعتين فرعيتين كبيرتين هما: الباريونات baryons والميزونات mesons. الباريونات هي جسيمات فيرمي، أي كيانات لفّها الذاتي مضاعفات فردية لأنصاف الأعداد الصحيحة ، $1/2$ ، $3/2$ ، ... والميزونات هي جسيمات بوزونية، أي كيانات لفها الذاتي مضاعفات الأعداد الصحيحة، 0 ، 1 ، ... (نحن نقيس كمية التحرك الزاوي اللفي بوحدات ثابت بلانك) .

الجسيمات التي تدخل في التفاعلات الكهرومغناطيسية والضعيفة، ولا تدخل في التفاعلات القوية، تشكل قسما أصغر. المبرَّز من بينها هو الفوتون، كمّ الكهرومغناطيسية. تشمل أعضاء أخرى في هذا القسم ما يسمى «البوزونات الضعيفة» $W^\pm$ والليبتونات leptons المشحونة $e^\pm$ ، $\mu^\pm$ ، $\tau^\pm$ (إلكترونات، ميونات، ليبتونات تاو).

يتألف القسم المتبقي من جسيمات تسهم وحدها في تفاعلات ضعيفة، وينتمي إلى هذه المجموعة النيوترينوهات وجسيماتها المضادة. هناك ثلاثة أزواج مختلفة من النيوترينو والنيوترينو المضاد هي: نيوترينو الإلكترون أو النيوترينو الإلكتروني υ_e ونيوترينو الميون أو النيوترينو الميوني υ_μ ونيوترينو تاو أو النيوترينو التاوي υ_τ وجسيماتها المضادة (التي تميز بشرطة أفقية فوقها). تعتبر النيوترنيوهات وجسيماتها

المضادة أعضاء متعادلة في عائلة الليبتون، التي سبق سرد أعضائها المشحونة. هناك عضو آخر في القسم الضعيف هو بوزون القياس الضعيف المتعادل Z .

الفوتون لم يناقش بعد، شأنه شأن الجليونات والبوزونات الضعيفة W^+ و W^- و Z. وتدخل جميعها في النظرية الحديثة كبوزونات قياس (معايرة) gauge bosons. وسوف نأتي إليها حالا، وإلى الكواركات أيضا.

قوانين البقاء، تامة ومحدودة

الشحنة الكهربية محفوظة جمعيا، تماما بقدر علمنا. ما تعنيه «جمعيا» في سياقنا هو أن صافي الشحنة الكهربية هو نفسه قبل وبعد أي تفاعل. سوف يكون من المناسب هنا قياس الشحنة بوحدات شحنة البروتون على سبيل الاصطلاح، ومن ثم يكون الحديث غالبا عن عدد الشحنة الكهربية الكمي لجسيم ما. وإليك بعض الأمثلة: البروتون p و البيون الموجب π^+ والبوزيترون e^+ جسيمات جميعها ذات عدد كمي للشحنة الكهربية $1+$. وفي حالة البروتون المضاد $\bar{p}$ والبيون السالب π^- والإلكترون السالب e^- تكون قيمة العدد الكمي $1-$. وبالنسبة للفوتون والنيوترنيوهات والنيوترون والنيوترون المضاد والبيون المتعادل π^0 يكون العدد الكمي للشحنة 0 (صفر). والتفاعل $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ موافق لمبدأ حفظ (بقاء) الشحنة الكهربية، وهو يحدث فعلا في الطبيعة. أما التفاعل $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + p$ فإنه يخالف حفظ الشحنة، وهو لا يحدث في الطبيعة. كان يُعتقد، قبل إدخال فرضية الكوارك، أن جميع الشحنات الكهربية، بصورة عامة، يجب أن تكون مضاعفات صحيحة (موجبة، سالبة، صفر) لشحنة البروتون. الكواركات، كما اكتشفت، تحمل شحنات كسرية. يمكننا أن نلاحظ هنا، عَرَضيا، أن الكون برمته، على حد علمنا حتى الآن، كان دائما وسوف يظل متعادلا كهربيا.

العدد الباريوني Baryon number كمية أخرى محفوظة جمعيا على حد علمنا حتى الآن؛ وإن ما نعلمه صحيح بدرجة عالية جدا من الدقة. هذا العدد الكمّي يكون لا صفريا فقط للباريونات: قيمته هي 1+ للبروتون والنيوترون وجسيم Λ وجسيمات Σ المشحونة والمتعادلة ولجسيمات أخرى عديدة؛ وقيمته 1- لجسيماتها المضادة تفاعل التحلل (الاضمحلال) $p \rightarrow e^{+} + \pi^{0}$ يعتبر محظورا بحكم قانون حفظ العدد الباريوني لأن صافي العدد الباريوني على يسار السهم هو 1+ وعلى يمينه 0 (صفر). هذا الحظر كان خيرا! فالحفظ الباريوني يجعل البروتون مستقرا في مواجهة هذا التفاعل وغيره من أنماط الاضمحلال التي يمكن تخيلها. معلوم أن العمر المتوسط للبروتون إذا كان غير مستقر على الإطلاق لا يقل عن 10^{23} سنة تقريبا!

وماذا عن الحفظ الليبتوني lepton conservation؟ معلوم لمدة طويلة، من كينماتيكا تحلل بيتا النووي، أن كتلة نيوترينو الإلكترون υ_e صغيرة جدا على أكثر تقدير (انظر جدول 8.1). وكان طبيعيا أن يفترض أن تلك الكتلة ينبغي أن تكون صفرا بالضبط. أما كُتلتا نيوترينو الميون ونيوترينو تاو فهُما عمليا أقل إحكاما، ولكن الحد الأعلى لا يزال صغيرا مقارنة بكتلة الإلكترون. عندما تُجلب هذه النيوترينوهات معا، فإنه يبدو طبيعيا أن نفترض لها أيضا كتلة صفرية. الصفر عدد رائع! كما لوحظ مرات عدة، يوجد ثلاث عائلات من الليبتونات. e^- و υ_e (وضديديهما)؛ μ^- و υ_μ (وضديديهما)؛ τ^- ، υ_τ (وضديديهما). في إطار النموذج القياسي (العياري) يكون لانعدام كتلة النيوترينو بصورة حاسمة دلائل ضمنية هامة. فهو يعني وجود ثلاثة قوانين حفظ جمعيَّة منفصلة لليبتونات. وبالنسبة لعائلة الإلكترون، هناك قانون حفظ للعدد الليبتوني من نوع e، حيث تحمل الجسيمات e^- و υ_e العدد الليبتوني الإلكتروني 1+، وتحمل ضديداتها العدد الكمي 1- ، ويكون لجميع الجسيمات الأخرى العدد الكمي 0 (صفر).

بالمثل، توجد أعداد كمية محفوظة أيضا بصورة حاسمة لكل من النوعين μ و τ. قوانين الحفظ هذه تعني، على سبيل المثال، أن التحلل $\mu \rightarrow e + \gamma$ محظور، وأن الجسم X في التحلل $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + X$ هو نيوترينو أكثر منه نيوترنيو مضاد؛ وتعني أيضا النيوترينو هو υ_μ وليس υ_e أو υ_τ .

جدول (8.1) : الكواركات والليبتونات. الكتل رمزية إلى حد ما، خاصة بالنسبة للكواركات الأخف. كان المفروض أن تكون النيوترينوهات عديمة الكتلة، لكن توجد مؤشرات قوية حالياً على أن بعضها أو كلها له كتلة تتلاشى، برغم ضآلتها البالغة.

الكتلة	الشحنة	الجسيم	الكتلة	الشحنة	الجسيم	الكتلة	الشحنة	الجسيم
174 GeV	2/3	t	1.3 GeV	2/3	c	1-5 MeV	2/3	u
4.3 GeV	-1/3	b	60-170 MeV	-1/3	s	3-9 MeV	-1/3	d
1.78 GeV	-1	τ^-	106 MeV	-1	μ^-	0.51 MeV	-1	e^-
<18 MeV	0	υ_τ	<0.17 MeV	0	υ_μ	< 7 eV	0	υ_e

من ناحية أخرى، هناك دلائل متزايدة على أن النيوترنيوهات ليست عديمة الكتلة تماما، أوْ ليست كذلك على الأقل بالنسبة للأنواع الثلاثة كلها. الإثبات غير مباشر ويأتي من جهات مدهشة. إذا ما كان ضروريا أن يكون للنيوترينوهات كتلة فسوف يكون هناك احتمال نظري لأن تزيح الهوية بين الأنواع الثلاثة أثناء تحركها خلال الفضاء أو خلال المادة. هذه هي فكرة ذبذبات النيوترينو neutrino oscillations. وهكذا فإنه يمكن للنيوترينو الإلكتروني υ_e الناتج في عملية تحلل أو تصادم أن يتحول أثناء حركته إلى

تراكب كمومي للأنواع الثلاثة كلها: υ_e و υ_μ و υ_τ بنسب تتأرجح جيئة وذهابا مع الزمن. يعتمد معدل التذبذب على الفروق بين كتل النيوترينو، وعلى الطاقة، وعلى بارامترات «خلْط» مختلفة. ليس هناك من هذا شيء إلزامي، ولكنه كان معلوما كاحتمال نظري إذا كان للنيوترينوهات كتلة. أما الدليل، من الناحية التجريبية، على ذبذبات النيوترينو فإنه يتطور على عدة جبهات. يبدو، من ناحية، أن هناك قصورا أو نقصا في نيوترينوهات النوع الإلكتروني القادمة إلينا من الشمس. فالفيض المرصود يبدو صغيرا جدا بمعامل قدره اثنان تقريبا. بديهي أن النماذج الشمسية التي تتنبأ بفيض النيوترينوهات تقع في نسبة خطأ، لكن اعتقادا متزايدا يقضي بأن النقص حقيقي، كما لو كانت نسبة ما من نيوترينوهات النوع e تتذبذب في أنواع نيوترينوهات أخرى وهي في الطريق إلى الأرض. هناك خروج عن القياس المتصل بالموضوع أمكن كشفه حديثا على أساس تجريبي. وهذا ينبغي تداركه بالنسبة لفيض كل من النوعين e و μ للنيوترينوهات المتولدة في جوّ الأشعة الكونية وتلك التي تصل إلى المكشافات الموضوعة تحت الأرض. مرة ثانية، هناك أوجه نقص، لكن النقص هذه المرة في وفرة النوع μ بالنسبة لنيوترينوهات النوع e ، ويبدو أن هناك ذبذبات تنتشر هنا أيضا!

إن الدلائل المتضمنة في كل هذا قيْد تفحّص وتدقيق مكثفيْن الآن، وقد يكون من الأفضل هنا أن ننسحب بعد سطور قليلة. يبدو محتملا أن تكون قوانين الحفظ الليبتوني الثلاثة المنفصلة في حالة شروع نحو السقوط، على الرغم من أن الانتهاكات وصور الخلل ستكون قليلة جدا. لكن لا يزال من الممكن أن يظل قانون واحد شامل للحفظ الليبتوني باقيا على قيد الحياة: النيوترينوهات الثلاثة كلها والليبتونات الثلاثة سالبة الشحنة لها عدد كمي ليبتوني إجمالي هو 1+، وجسيماتها المضادة لها العدد الكمي 1-، وأي شيء آخر له العدد الكمي 0 (صفر). وعندما نتحدث فيما يلي عن الحفظ

الليبتوني سوف نشير إلى هذا العدد الكمي الإجمالي. هناك نقطة أخرى بالغة الأهمية: الكون مأهول بنيوترينوهات وفوتونات خلّفها الانفجار الكبير Big Bang. وكان معروفا لفترة أن الكون مليء بنوع ما من محتوى الطاقة الذي يجعله يشعر بذاته تثاقليا (جاذبيا)، إلا أنه لا يُظهر نفسه. هذه هي مسألة الكتلة الكونية المفقودة cosmological missing mass (الكتلة مكافئة للطاقة حسب أينشتين). إذا كان للنيوترينوهات كتلة، ولو ضئيلة جدا في حدود وحدات قليلة من الإلكترون فولت، فإنها يمكن أن تسهم بنسبة ملموسة في «الكتلة المفقودة» من الكون.

خلافا لقوانين الحفظ التام ظاهريا بالنسبة للشحنة الكهربية والعدد الباريونى، وربما للعدد الليبتوني الإجمالي، هناك كميات أخرى كانت معروفة منذ بدء تداولها بأنها محفوظة في مجال محدود فقط. فهي محفوظة جمْعيا في التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية، لكنها مُعطّلة وغير مفعّلة في التفاعلات الضعيفة. وبصورة إجمالية، هناك أربع كميات من هذا النوع، إحداها هي عدد الغرابة strangeness الذي نشأت فكرته في خمسينيات القرن العشرين باكتشاف أن الهدرونات معروفة بمشاركتها في التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية بتجميعات معينة، وبتفاعلاتها الضعيفة فقط في تجميعات أخرى. وقد رأينا بعض الأمثلة من قبل. ويمكن ملاءمة هذا بتعيين نوع جديد من العدد الكمي، هو الغرابة، لمختلف الهدرونات بطريقة تجعل الغرابة محفوظة جمعيّا في التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية، وغير محفوظة في التفاعلات الضعيفة. حتى في التفاعلات الضعيفة توجد نماذج لانهيار قانون الحفظ (البقاء). في التفاعلات العادية، تتغير الغرابة بمقدار الوحدة فقط بين طرفي المعادلة، والتفاعلات التي تتغير فيها بأكثر من الوحدة لا تكون محظورة بالضبط، وإنما تكون ضعيفة جدا (وهذه موضوعات لبحث تجريبي مكثف). للتوضيح:

الغرابة $S = 0$ لجميع النيوكليونات والبيونات، في حين أن الغرابة S للميزون K^+ تساوي الواحد. وتبعا لذلك تكون التفاعلات الآتية على التتابع قوية وضعيفة عادية، وضعيفة جدا:

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n\ ,$$

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \pi^+ + n\ ,$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + K^+ + n$$

هناك ثلاث كميات أخرى مناظرة للغرابة ومحافظة جمْعيا في التفاعلات القوية والكهرومغناطيسية، ولكنها غير محافظة في التفاعلات الضعيفة. وقد ظهرت معا بعد أن رسخت فرضية الكوارك. هذه الكميات الثلاث، مأخوذة مع الغرابة والعدد الباريوني والشحنة الكهربية، تكون فئة من ستة قوانين حفظ (بقاء) جمعيّة للتفاعلات القوية والكهرومغناطيسية. والرقم «ستة» هو عدد أنواع الكوارك! بالرغم من أن قوانين الحفظ هذه مستقرة بصورة طبيعية في نظرية الكوارك الحديثة، إلا أنه ينبغي التأكيد على إمكانية قراءتها مباشرة من البيانات التجريبية من دون الرجوع إلى أي نظرية كوارك أساسية.

إلى الكواركات

يوجد عدد من أفكار التماثل التقريبية الأخرى التي تم اقتراحها وتعزيزها بالبيانات. وتعتبر المفاهيم المتضمَّنة أكثر تعقيدا إلى حد ما من مفاهيم قوانين الحفظ الجمعية. أحد الأمثلة هو «تماثل اللف النظيري» isotopic spin symmetry الذي يتحقق بدقة تامة في التفاعلات القوية. يمكن للمرء هنا أن يجمع الهدرونات ويرتبها في مجموعات، أو «متعددات نظيرية» isotopic multiplats، كما يطلق عليها، أعضاء كل متعدد لها نفس

الأعداد الكوانتية للّف والباريونات وأعداد جمعية أخرى، فيما عدا الشحنة الكهربية. وتجدر الإشارة إلى أن جميع أعضاء متعدد معين ينبغي أن يكون لها نفس الكتلة، إلى حد يمكن معه تجاهل تأثيرات انتهاك التماثل الناشئة من القوى الكهرومغناطيسية والضعيفة. وهكذا فإن (p,n) يكوّن ثنائية نيوكليونية و (π^+, π^0, π^-) يكون ثلاثية بيونيّة و (Λ) هو أحادي جسيم لامبدا و (K^+, K^0) هي ثنائية ميزون K، وهكذا بالنسبة لتجمعات من هدرونات أخرى. يتضح الآن أن هناك أهليّة واستحقاقا لتجمُّع اللف النظيري من مجرد حقيقة أن p و n لهما في الواقع نفس الكتلة، وأن البيون المتعادل له غالبا نفس كتلة البيونين المشحونين، وهكذا بالنسبة للمتعددات الأخرى. لكن تماثلية اللف النظيري تذهب إلى أبعد من هذا. فهي غالبا ما تكون قوية لدرجة تكفي للتنبؤ بعلاقات بين المقاطع المستعرضة لمختلف العمليات التي تتضمن فئة متعددات معينة. على سبيل المثال، يمكنها أن تثمر علاقات محددة (لن ندوّنها هنا) لربط المقاطع المستعرضة للعمليات:

$$\pi^- + p \to \Lambda + K^0 \;,\; \pi^0 + p \to \Lambda + K^+,$$

$$\pi^- + n \to \Lambda + K^0 \;,\; \pi^0 + n \to \Lambda + K^+.$$

عموما، توقعات اللف النظيري مثبتة جيدا بالبيانات التجريبية.

مع أوائل ستينيات القرن العشرين اقترحت تماثلية أخرى أكثر شمولا للتفاعلات القوية، ومعلوم بداية أنها كانت غير تامة، لكنها، مع ذلك، لو حقت باعتبارها تقريبا مفيدا بصورة ممكنة. هذه التماثلية هي SU(3)، وهذا اصطلاح رياضياتي لا نحتاج هنا إلى الخوض فيه. تُجمِّع هذه التماثلية متعددات لف نظيري مختلفة معا في متعددات أكثر، ويكون لجميع الجسيمات في متعدد معين نفس العدد اللفي والباريوني. وإذا كانت التماثلية تامة فإن جميع الجسيمات سيكون لها، بالإضافة إلى ذلك، نفس الكتلة. على سبيل

المثال، الثلاثية النظيرية البيونية وثنائية الميزون K، وثنائية ضديد K وأحادي جسيم η ، جميعها لها نفس اللف ونفس العدد الباريوني المتلاشي، وتتجمع معا في ثنائية SU(3) وحيدة ذات ثمانية أعضاء. بالمثل، تتجمع هدرونات أخرى معا في متعددات أخرى ذات أبعاد dimensions (عدد الأعضاء) تسمح بها تماثلية SU(3)؛ مثل 8 ، 10 ، 27. وأأسفاه، الكتل داخل متعددات SU(3) ليست جميعها واحدة، فهي تحيد عن ذلك في بعض الحالات؛ ومن ثم فإن تماثليّة SU(3) تامة بالكاد، إلا أنها توفر تقريبا معقولا في مواقف عديدة.

على أن النصر الرئيسي للتماثلية SU(3) يتمثل فى الدور الذي لعبته في توليد فرضية الكوارك. فقد سمحت رياضيات SU(3) بمتعددات بُعدها 3. وبعد بعض المحاولات الأولية الزائفة، أصبح واضحا أن أحدا من الهدّرونات المعروفة لا يمكنه التجمع بصورة محسوسة في متعددات من هذا البُعد؛ فجميعها لها منازل أخرى. هذا يشكل بالقطع تناقضا من نوع ما. يمكن للمرء (للبعض) أن يقول على الفور أن الطبيعة لها أسبابها الخاصة التي جعلتها تختار أن تُغفل الإمكانية البسيطة التي وفرتها رياضيات SU(3). ومع ذلك فإن فكرة البنية الفرعية لهدرونات على أساس ثلاثية SU(3)، أي كواركات، بدأت تتحقق في أوائل ستينيات القرن العشرين. وبالرغم من أن ديناميكا الكم الأساسية كانت غير واضحة، فإن رياضيات تماثلية SU(3) على الأقل سمحت لتصوّر الهدرونات المعروفة حينذاك على أنها مكونة من تجميعات ذات أنواع ثلاثة (تخمينا) لكواركات لفها نصْف (نستخدم هنا كلمة «كوارك» بمعنى تجميعي لتشمل كلا من الجسيم والجسيم المضاد). أطلق على الكواركات الثلاثة الأولى أسماء «فوق» up و«تحت» down و «غريب» strange (ينبغي أن يقوّي المرء نفسه ويثبت عزيمته بالنسبة للإفراط في نزوة التسميات دون النووية). يرمز لهذه الكواركات على التوالي بالحروف u و d و s .

في المراحل الأولى، كان يُنظر إلى الكواركات من جانب كثيرين على أنها مجرد دعامات رياضياتية ينبغي التنصل منها بعد أن تقدم إرشاداتها وحلولها الرياضياتية المختصرة. وبالنسبة لآخرين كانت الكواركات جسيمات فيزيائية حقيقيّة ينبغي البحث عنها تجريبيا. وما نعتقد به الآن هو شيء ما بين هاتين النظرتين. والحقيقة أن الكواركات (كيانات) واقعية بمعنى أنها تدخل كمكونات أساسية في النظرية الحديثة للجسيمات. فهي تترك بصماتها الواضحة في أنواع التجارب السليمة. ولكن يبدو أنها لن تظهر مباشرة أبدا ليتم فحصها منفردة.

مكونات أساسية الجسيمات

أعقب الكواركات الثلاثة الأولى على مدى سنوات اكتشافٌ متتابع (دائما غير مباشر إلى حد ما) للكواركات «فاتن» charm و«قاع» bottom و«قمة» top، ويرمز لها على الترتيب بالحروف c و b و t . أول هذه الكواركات كان توقعا قدمته نظرية التوحيد بين المجال الكهرومغناطيسي والمجال النووي الضعيف the electroweak unification theory التي ظهرت في أواخر ستينيات القرن العشرين، وكان اكتشاف الكوارك «فاتن» بعد سنوات قليلة واحدا من عدة براهين تأكيدية مثيرة للنظرية التي ظهرت آنذاك. ظهر بعد ذلك في سبعينيات القرن العشرين اكتشاف ليبتون تاو غير المتوقع إطلاقا، على الأقل بالنسبة لمعتقدين حقيقيين، وتضمن دلائل وجود كواركين إضافيين، ثم ظهر الكوارك «قاع» بكل تأكيد خلال سنوات قليلة، واستغرق اكتشاف الكوارك «قمة» حوالي عقدين آخرين. بصورة إجمالية، هناك ستة أنواع للكوارك، أو - كما يقال - ست «نكهات» flavors للكوارك. لكن نظرية أكثر حداثة (معاصرة) تقول أن كل نكهة كوارك تندرج في ثلاثة

تنوعات أو نُويْعات (أنواع فرعية) subspecies متميزة، كلها لها نفس الكتلة والشحنة والعدد الباريوني واللف. وما يميز نويعا عن آخر محدد رياضياتيا تماما في سياق النظرية الأساسية، لكن المرء يحتاج في الاستخدام العادي أسماء كل يوم. وتماشيا مع نموذج الغرابة والنزوة المتفق عليه بأسماء نكهات الكوارك، وُسِمت النويعات بأسماء ألوان. أي ثلاثة ألوان تؤدي الغرض على سبيل التسمية فقط. يمكننا استخدام الأحمر والأبيض والأزرق. سوف نتحدث ببساطة في المناقشة التالية عن ست نكهات كوارك، على أن يكون مفهوما أن لكل نهكة جسيما وجسيما مضادا، يندرج كل منها في ثلاثة ألوان، وبذلك يكون هناك في الواقع 36 كيانا مختلفا. الكواركات هي فيرميونات لفها يساوي 1/2، وهي سمة مميزة تتقاسمها مع ثلاثة ليبتونات مشحونة وثلاثة ليبتونات متعادلة (نيوترينوهات) .

تحمل الكواركات شحنات كهربية كسرية. وبوحدات شحنة البروتون تكون الأعداد الكمية للشحنة بالنسبة لجسيمات الكوارك $Q = 2/3$ للجسيمات u و c ، t؛ $Q= - 1/3$ للجسيمات d و s و b. وبالنسبة لجسيمات الكوارك المضادة (الكواركات المضادة) تعكس الإشارات تماما فيكون : $Q = - 2/3$ للجسيمات المضادة $\bar{u}$ و $\bar{c}$ و $\bar{t}$؛ $Q = 1/3$ للجسيمات المضادة $\bar{d}$ و $\bar{s}$ و $\bar{b}$. بالمثل، العدد الباريوني لجسيمات الكوارك الستة هو $B = - 1/3$. هذه القيم الكسرية في حدّ ذاتها ليست محيرة أو مُلغزة. على سبيل المثال، إذا كان الكوارك «تحت» down قد اكتشف قبل الكواركات الأخرى وقبل الإلكترونات والبروتونات، فيمكن أن يصبح القياسي (العياري) the standard الذي تقاس بالنسبة له شحنات أخرى؛ والإلكترون عند اكتشافه نهائيا فإنه عندئذ يكتسب العدد الكمي الشحني 3. لكن ليس هذا طبعا هو الأسلوب الذي حدث تاريخيا؛ ولكنه جاء جزئيا نتيجة الدهشة في البداية من أنه يمكن وجود كيانات شحناتها أصغر في المقدار من الشحنة المألوفة للإلكترون أو البروتون.

نظرا لأن الكواركات لا تظهر أبدا فرادى، فإنه يصعُب تعيين كتلها بدقة عظمى؛ والواقع أنه ليست هناك صرامة رياضياتية بشأن كيفية تحديد بارامتر الكتلة. إلا أننا نعرف جيدا أن كتلتي الكوارك الفوقي والتحتي صغيرتان جدا على مستوى الكتل الهادرونية المألوفة؛ وأن كتلة الكوارك الغريب أكبر إلى حد ما على الرغم من أنها لا تزال متواضعة جدا على ذلك المقياس. الكواركات فاتن وقاع وقمة ذات كتل أكبر كثيرا جدا من كتل الكواركات الثلاثة الأخف، ويمكن تعيين كتلها بدقة مناسبة. يوضح الجدول (8.1) قوائم جسيمات الكوارك والليبتون وكتلها وشحناتها الكهربية من خلال تصنيفها في ثلاث عائلات. يلاحظ أن الأعداد (الباريونية، والليبتونية) لم تُبين، وهي (1/3 , 0) للكواركات و (0 ، 1) لليبتونات. الجسيمات المضادة المناظرة لا تحتاج إلى قائمة منفصلة، حيث إن لها نفس الكتل، ولكن أعداد الشحنة الكهربية والباريونات والليبتونات معكوسة.

كذلك تقدم النظرية الحديثة فئة من الجسيمات الأخرى هي الجليونات gluons. تترك هذه المجموعة بصماتها الواضحة، تماما مثل الكواركات، في التجارب السليمة، ولكنها لا تظهر فرادى أبدا. تضم هذه المجموعة ثمانية أعضاء عديمة الكتلة، ومتعادلة (محايدة) كهربيا، وعددها الباريوني صفر. وهي تلعب في التفاعلات القوية نفس الدور الذى يلعبه الفوتون γ في التفاعلات الكهرومغناطيسية، والذي تلعبه البوزونات W^+ و W^- و Z في التفاعلات الضعيفة، وجميعها ذات بوزونات قياس (معايرة) gauge أحادية اللف، ومن ثم يكون إجمالي ما لديها منها هو $8 + 4 = 12$. جسيماتها المضادة الخاصة بها هي الفوتون والجيلونات والجسيم Z، بينما W^- و W^+ هما زوج قرين شحنة. يضم الجدول (8.2) قائمة بوزونات القياس (المعايرة) gauge bosons.

جدول (8.2) : جسيم القياس (المعايرة) : فوتون، جليونات، بوزونات ضعيفة مشحونة ومتعادلة (محايدة) كهربيا

y	g	W^+, W^-	Z
0	0	80 GeV	91 GeV

بصورة إجمالية، تتكون قائمتنا للمكونات الأساسية من ست نكهات كوارك، وست نكهات ليبتون واثني عشر بوزون قياس؛ لكننا نذكّر بأن كل نكهة كوارك تدخل ضمن ثلاثة ألوان، وأنه يوجد للكواركات والليبتونات جسيمات وجسيمات مضادة مميزة. وطبقا للنظرية المعاصرة، النموذج العياري، هناك فقط جسيم آخر ينبغي إضافته للقائمة وهو الجسيم هيجّز Higgs partiele المتعادل (المحايد) كهربيا، ولفّه صفر، لم يكتشف هذا الجسيم بعد حتى كتابة هذه السطور، ولكن يجري حاليا اقتناصه على نحو مكثف. وينتظر أن يلعب دورا محوريا من حيث إنه ينبغي أن يكون مصدر كتل الجسيمات. لكن هذا الدور معقد، ولسوف نسقط الجسيم هيجز من المناقشة هنا.

يمكن توسيع القائمتين في الجدولين (8.1) و (8.2) يوما ما. وفي حقيقة الأمر، هناك تصور مكثف حاليا بشأن الأزواج (الشراكات) فائقة التماثلية (التناظر) super symmetric partners الممكنة لجميع الجسيمات التي حصرناها، وبشأن امتدادات أخرى للصورة الصغرى. لكنَّ الشيء المفتقد بوضوح، على أية حال، هو غياب البروتون والنيوترون والبيونات وجميع الهدْرونات الأخرى من قائمة المكونات الأساسية في الجدولين. إلا أن هذه الأخيرة تعتبر، من المنظور الحديث، جسيمات مؤلفة من كواركات وجليونات. وبناء على ذلك فإن الأنوية الذرية في حياتنا اليومية عبارة عن مؤلفات من مؤلفات composites of composites. فضلا عن ذلك، بالرغم من أن

الكواركات والجليونات تصنف حاليا على أنها قوالب (وحدات، لبنات) بناء أساسية، إلا أنها بمعنى أشباح؛ فهي لا تظهر أبدا وتستعصي على الإدراك المباشر. هذا ما يجعلنا نقتصر فقط على الليبتونات وبوزونات القياس الضعيفة والفوتونات باعتبارها أساسية (طبقا للنظرية المعاصرة) وسهلة المنال مباشرة.

التآثرات

إن أية نظرية تفصيلية شاملة ينبغي ألا تقتصر على تعيين الجسيمات الأساسية للبناء، بل تعيّن أيضا القوى التي تحكم سلوك هذه الجسيمات. من ناحية أخرى، لا يفضل الحديث عن قوى في عالم استحداث جسيمات وهدّمها، وإنما يفضل الحديث عن التآثرات الأساسية fundamental interactions، وعن الأفعال الجوهرية للتوليد والهدم التي تتآزر لتُحدث تفاعلات تصادم أو تحلل، ولتحدد بنية مؤلفات مثل الهدرونات. سوف نحاول بعد ذلك أن نوضح مفهوم التآثرات الأساسية. ولنتقدم الآن تدريجيا.

التآثرات القوية

تشمل التآثرات القوية حاصل جمع التآثرات ذات النكهة المحافظة، بواقع حدّ واحد لكل نكهة كوارك. يصف كل حدّ اقتران جليون g بزوج من كواركات q، أو زوج من كواركات مضادة لها نفس النكهة، أو بزوج من كوارك وكوارك مضاد لهما نفس النكهة. سنرمز لهذه الحدود التآثرية على الصورة $q \leftrightarrow q + g$. يُقصد هنا، وفيما يلي، بمعادلة واحدة من هذا النوع أنها تشمل أيضا $\bar{q} \leftrightarrow \bar{q} + g$ و $0 \leftrightarrow q + \bar{q} + g$. يدل الرمز 0 على «لا شيء»، أي على حالة بدون جسيم. لاحظ أنه عند انتقال أي كيان من أحد طرفي السهم ذي الرأسين

إلى الطرف الآخر فإنه يتحول إلى قرين شحنته. قياس شدة هذه الاقترانات متضمَّن في بارامتر يسمى ثابت التقارن القوي strong coupling constant، وقيمته واحدة لجميع نكهات الكوارك الست. نعتبر الشدة بمعنى مفاهيمي في حدود الوحدة. التقارنان الكهرومغناطيسي والضعيف أصغر من الوحدة بصورة ملحوظة.

تنشأ تفاعلات أكثر تعقيدا بين الكواركات والجليونات من هذه التآثرات الأساسية وتآثرات أخرى معينة تشمل تآثرات خالصة بين الجليونات. سوف نوضح بعد ذلك كيف تتكوّن هذه التفاعلات الأكثر تعقيدا من التآثرات الأساسية. لكن المهم حاليا هو أن التقارنات الأساسية المذكورة سابقا ذات نكهات محافظة، بمعنى أن كوارك X أو كوارك مضاد يظلان نفس كوارك X أو كوارك مضاد بعد امتصاص جليون أو التخلص منه. بالمثل، يمكن لكوارك X أن يتلاشى فقط في مقابل كوارك مضاد له نفس النكهة لإنتاج جليون. تشير X هنا إلى أي من نكهات الكوارك الست. بكلمات أخرى، عدد كواركات نكهة معينة ناقص عدد الكواركات المضادة بنفس النكهة يكون واحدا على كلا طرفي أي من معادلات التآثر الأساسية هذه. من ثم ينبغي أن ينسحب هذا على التفاعلات الأكثر تعقيدا التي تنتج عن هذه التآثرات الأساسية. إن التآثرات القوية محافظة النكهة. هذا يعني أن النظرية تتضمن وجود ستة قوانين حفظ (بقاء) إضافية للتفاعلات القوية، أحدها هو قانون بقاء N_u، عدد كواركات «فوق» ناقص عدد كواركات «فوق» المضادة؛ وآخر هو قانون بقاء N_d، عدد الكواركات التحتية ناقص عدد الكواركات التحتية المضادة؛ وهكذا. أي اتحاد من هذه الكميات المحافظة يكون بالطبع كمية محافظة أيضا. بهذه الطريقة يمكننا التعرف على حفظ (بقاء) العدد الباريوني N_B وعدد الشحنة الكهربية N_Q في إطار التفاعلات القوية بالمعادلتين:

$$N_B = \frac{1}{3} \quad (N_u + N_d + N_c + N_s + N_t + N_b),$$

$$N_Q = \frac{2}{3} \quad (N_u + N_c + N_t) - \frac{1}{3} \quad (N_d + N_s + N_b)$$

تتكون الهدْرونات - فيما عدا الإسهامات الصغيرة الناشئة من تأثيرات تفاعلات ضعيفة وكهرومغناطيسية - من جسيمات كوارك، وجسيمات مضادة لجسيمات الكوارك، وجليونات على سبيل المثال، أعداد الكوارك المحفوظة للبروتون هي $N_u = 2$, $N_d = 1$، بينما تتلاشى جميع الأعداد الكمية الكواركية المحفوظة الأخرى ($N_s = N_c = ... 0$). لهذا يعطي على نحو صحيح : $N_B = 1$, $N_Q = 1$. وأبسط تفسير عندئذ هو أن البروتون يتكون واقعيا من كواركين u وكوارك واحد d ، ولا شيء آخر. لكن ذلك بالتأكيد تبسيط زائد جدا. فبقدر ما تُعتبر الأعداد الكوانتية بقدر ما يمكنك أن تضيف أي عدد من الجليونات إلى الخليط لأنها لا تحمل أي عدد شحني أو باريوني. بالمثل، يمكنك إضافة أي عدد من أزواج الكوارك وضديده ذات أي نكهة دون أن تتغير الأعداد الكمية البروتونية. هذه تشكل ما يسمى «بحر» أزواج الجسيمات كوارك - كوارك مضاد، وربما تسود أزواج الكوارك الأخف: الفوقية والتحتية والغريبة. بكل تأكيد، يحتوي البروتون على كواركين نكهتهما u أكثر من ضديدات الكوارك، وعلى كوارك نكهته d أكثر من الكوارك المضاد.
إلا أن الأعداد الكمية لا تحملنا إلى أبعد من ذلك، ولا تنبئنا بأي شيء عن البحر أو المحتوى الجليوني للبروتون. هذه هي الأسئلة الأكثر عمقا وتفصيلا التي ينبغي التصدي لها في إطار النظرية الديناميكية الأساسية، وهي موضوعات بالغة الصعوبة لتحليل نظري وعددي مستمر. مادام ذلك كذلك، فإن بإمكاننا أن نصف البروتون - على الأقل بالنسبة لتوصيف العدد الكمي - بالمفهوم البديهي البيّن بذاته (uud)، الذي يعني أن $N_u = 2$ ، $N_d = 1$، وما سوى ذلك $N_s = 0$. عندئذ يكون ضديد البروتون هو ($\bar{u}\,\bar{u}\,\bar{d}$). وبنفس معنى

العدد الكمي يكون البيون الموجب π^+ هو اتحاد كوارك - ضديد كوارك (u d)؛ ويكون ضديد البيون الموجب π^- هو (d u). أما البيون المتعادل π^0 فهو التجميع الخطي (u u - d d). يمكن ملاحظة أن جسيما وضديده يكونان هما هما بالنسبة للبيون المتعادل لأن التركيب لا يتغير إذا حل كل كوارك محل ضديده، والعكس بالعكس.

يعرض جدول (8.3) عينة صغيرة جدا من الهدرونات المعروفة، ويعطي قوائم الكتل وتوصيف الكوارك. جميع الباريونات في القائمة لها عدد باريوني B = 1؛ والميزونات B = 0. الأولى لها بالضرورة جسيمات مضادة مميزة، وبعضها لها جسيماتها المضادة الخاصة بها، كما هي الحال مع الميزونات. ويمكن التعرف عليها بتطبيق الاختبار الموضح سابقا بالنسبة للبيون المتعادل (هل يتغير محتوى الكوارك تحت ظروف اقتران الشحنة؟). ينبغي التأكيد على أن هدرونات مختلفة عديدة يمكن أن يكون لها نفس توصيف الكوارك. على سبيل المثال: هناك سلسلة كاملة من الباريونات ذات البنية البروتونية (uud)، التي تختلف جميعها في الكتلة وخواص أخرى.

تعليق أخير هنا. لقد تعرضنا من قبل بإيجاز لتماثليتي اللف النظيري و SU(3) في التفاعلات القوية. بإهمال الإسهامات الصغيرة للتأثرات الكهرومغناطيسية والضعيفة، يمكن أن يكون التماثل النظيري تاما بالنسبة للتفاعلات القوية إذا تطابقت كتلتا الكواركين الفوقي والتحتي. والحقيقة أنهما ليستا متطابقتين عدديا، لكنّ كلتيهما صغيرة جدا مقارنة بكتل الهدرون النموذجية. إذن يمكن اعتبارهما متطابقتين تقريبا، بمعنى أن كتلتي u و d يمكن اهمالهما في سياقات عديدة. أما التماثلية SU(3) الأكثر شمولا فتكون تامة إذا ما تساوت كتل الكواركات الثلاثة u و d و s. في الحقيقة، تختلف كتلة الكوارك s بدرجة ملموسة عن كتلة u أو d ولا يمكن إهمالها جميعا؛ لهذا فإن التماثل لا يكون في أحسن الأحوال إلا تقريبيا .

جدول (8.3) : قائمة لبعض الجسيمات المتآثرة بقوة ، هدرونات

كتلة MeV	بنية كوارك	ميزونات	كتلة MeV	بنية كوارك	باريونات
140	$u\bar{d}$	π^+	938	uud	p
498	$d\bar{s}$	K^0	1116	uds	Λ^0
1865	$c\bar{u}$	D^0	1232	uuu	Δ^{++}
1969	$c\bar{s}$	D_{5+}	1315	uss	Ξ^0
3097	$c\bar{c}$	J/Ψ	1672	sss	Ω^-
5279	$u\bar{b}$	B^+	2285	udc	Λ_{c+}
5370	$s\bar{b}$	B_s^0	2470	dsc	Ξ_c^0
9460	$\bar{b}b$	Y	5624	udb	Λ_b^0

التآثرات الكهرومغناطيسية

توصف التآثرات الكهرومغناطيسية بحاصل جمع الحدود التي تقرن فوتون γ على التعاقب بكل جسيم مشحون Q على قائمتنا : $Q + \gamma \leftrightarrow Q$. وكما في السابق، نفهم هذه الصياغة على أنها تشمل $Q^{\pm} + \gamma \leftrightarrow Q^{\pm}$ و $Q^+ + Q^- \leftrightarrow \gamma$ و $Q^+ + Q^- + \gamma \leftrightarrow 0$. ثابت التقارن المميز لأي من هذه التآثرات هو الشحنة الكهربية للجسيم، وهو أصغر من ثابت التقارن للتآثر القوي. تنتهك التآثرات الكهرومغناطيسية تماثلية اللف النظيري لأن شحنتي الكواركين u و d مختلفتان، إلا أنها تحفظ conserve النهكة، وبالتالي تحفظ العدد الباريوني والليبتوني؛ وبديهي أنها تحفظ الشحنة الكهربية.

وسائط التآثرات القوية، إذا جاز التعبير، هي الجليونات التي تقترن بأزواج كواركات لها نفس النكهة. وسائط التآثرات الكهرومغناطيسية هي الفوتون الذي يقترن أيضا بأزواج كواركات لها نفس النكهة، وبأزواج ليبتونات مشحونة لها نفس النكهة. وببوزونات W المشحونة. التآثرات القوية والكهرومغناطيسية، مأخوذة معا، تحفظ conserve النكهة للكواركات والعدد الليبتوني لكل من الأنواع الثلاثة من الليبتونات المشحونة. أما النيوترينوهات فإنها لم تدخل بعد حيز العمل.

التآثرات الضعيفة

وسائط التآثرات الضعيفة هي بوزونات القياس (المعيار) الضعيفة W^+ و W^- وZ . يقترن البوزون المتعادل Z بكواركات وأزواج ليبتونات مشحونة بنفس الطريقة التي يقترن بها الفوتون تقريبا؛ وتعتبر التقارنات حافظة للنكهة بالنسبة للكواركات والليبتونات المشحونة على وجه الخصوص. نعيد إلى الأذهان ما يعنيه هذا. إنه يعني أن كواركا u متآثرا مع بوزون Z يظل كواركا u، وأن كواركا d يظل كواركا d، وأن إلكترونا يظل إلكترونا، وهكذا. الجديد من ناحية الكيف هو أن النيوترينوهات دخلت الآن حيز العمل. يقترن بوزون Z بأزواج نيوترينوهات لها نفس النكهة. وكما هى الحال مع بوزوني W . تقترن النيوترينوهات بأزواج كواركات مختلفة النكهة؛ وهذا ضروري لكي تكون الشحنة محافِظة. كما أنها تقترن مع أزواج ليبتونية، أحدها مشحون والآخر نيوترينو، الحصيلة إذن، بعيدًا عن تآثرات تقرن بوزونات القياس مع بعضها، هي أن تقارنات بوزوني W تكون على النحو التالي:

$$W^+ \leftrightarrow u + \bar{d} \ , \ c + \bar{s} \ , \ t + \bar{b} \ ; \ e^+ + \upsilon_e \ , \ \mu^+ + \upsilon_\mu \ , \ \tau^+ + \upsilon_\tau$$

هنا مرة ثانية نستخدم الاختزال، حيث يرمز كل تفاعل لنفسه وللتفاعلات الأخرى. على سبيل المثال، يشتمل التفاعل $W^+ \leftrightarrow u + \bar{d}$ على $d \leftrightarrow \bar{u} + W^+$ و $u \leftrightarrow d + W^+$ و $W^- \leftrightarrow u + d$ ، وهكذا .

القسمات المميزة للتآثرات الضعيفة هي أنها تثمر النيوترينوهات، وأنها تولّد انتقالات متغيرة النكهة بين الكواركات، ومن ثم بين الهدرونات.

تعتبر جميع ثوابت التقارن في التآثرات الواردة أعلاه من حيث المقدار في نفس حدود ثوابت التقارن الكهرومغناطيسية. وهذا يعكس أحد الانتصارات العظيمة للنظرية الحديثة؛ وهي تحديدا: توحد التآثرين الكهرومغناطيسي والضعيف. بالرغم من أن ثابتي التقارن الكهرومغناطيسي والضعف بنفس الشدة تقريبا، إلا أن سعات انتقال التفاعل الضعيف أصغر كثيرا منها للتفاعل الكهرومغناطيسي عند طاقات منخفضة. «طاقة منخفضة» هنا تعني طاقة صغيرة مقارنة بطاقات كتلة السكون العالية جدا لبوزونات القياس (المعايرة) الضعيفة. يحدث هذا، كما سنبين فى الفصل التالي، لأن كتل بوزونات القياس الضعيفة بكتلها الكبيرة جدا تظهر عند طاقات منخفضة فى مقامات الكسور وتميل إلى إخماد سعات الانتقال.

ملخص

العالم، كما نعتقد الآن، مبني على أساس من ست نكهات للكواركات: ثلاث ليبتونات مشحونة ونيوترينوهاتها، وبوزونات قياس (معايرة) لكل قسم من أقسام التآثر الأساسية: ثماني جليونات للتآثرأت القوية، وفوتون وحيد للتآثرات الكهرومغناطيسية، وثلاثة

بوزونات ضعيفة (W^+ , Z , W^-) للتآثرات الضعيفة. ينبغي القول مرة ثانية أننا نتحدث هنا عن كواركات بالمعنى الجمعي collective لتشمل كلا من الجسيم والجسيم المضاد؛ وينسحب القول نفسه على الليبتونات أيضا. أما البوزون المتوقع، المتعادل كهربيا والذي لا لفّ له، وهو جسيم هيجز، فإنه لم يكتشف بعد.

والأكثر إثارة ما لا تتضمنه قائمتنا، وهي البروتونات والنيوترونات والبيونات وهدْرونات أخرى، حتى بالرغم من أن هذه الجسيمات تشكل الحجم الأكبر للجسيمات دون النووية المعروفة. وهي مؤلفات مكونة من كواركات وجليونات.

تقف النظرية الحديثة على ساقين: مركّبة التآثر القوي (ديناميكا اللون الكمية، أو كرومو ديناميكا الكم quantum chromodynamics, QCD)، ومركّبة التوحيد الكهروضعيفة. لم نتناول النظرية بأي تفصيل أبعد من الإشارة إلى مكوناتها الجسيمية والتآثرية وملاحظة بعض تماثلياتها التامة والمحدودة. وإن نظرة أقرب سوف تكشف عن بنية تماثلية قياس أعمق للنظرية، لكن ذلك سينقلنا بسرعة إلى أدغال التقنية العالية. لقد اجتاز النموذج العياري، حتى الآن، كل الاختبارات العملية (التجريبية) فيما عدا تلك التحفظات التي أشرنا إليها سابقا فيما يتعلق بالنيوترينو، وهي رؤى يمكن تكييفها وملاءمتها دون تحريف شديد. حتى مع هذا، هناك أسباب متنوعة تدعو إلى التفكير في ضرورة تضمين النظرية الحالية في إطار ما أكثر قدرة ورحابة، فهي غير مكتملة. ذلك أنها، من ناحية، تحتوي على العديد من بارامترات دخل بصورة غير مريحة، حوالي دستة ونصف الدستة من هذه البارامترات، من بينها الكتل المتنوعة. ما يثير ويحيّر على وجه الخصوص بشأن هذه الكتل أنها تتراوح في مدى هائل بين كتلة الإلكترون

الضئيلة إلى كتلة ليبتون تاو الأكبر كثيرا، ومن كتلتي الكوارك العلوي والتحتي الصغيرتين إلى كتلة كوارك القمة الهائلة، بالإضافة إلى كتل النيوترينو التي يحتمل أن تكون صغيرة جدا وغير متلاشية وتقع عند طرف القيم الضئيلة جدا على مقياس الكتلة. لماذا؟ علاوة على ذلك، فإن النموذج العياري لا يتضمن الثقالة gravity.



9

مجالات الكم

الجسيمات دون النووية التي نُعنى بها هي أشياء ضئيلة جدا تترك مسارات في مختلف أنواع المكشافات detectors، أو تقدح عدادات جيجر، أو تسجل نفسها بأي طرق جسيمية أخرى. إذا كانت الجسيمات مستقرة فإنها تكون ذات كتل محددة؛ وإذا كانت غير مستقرة فإنها تكون ذات أعمار محددة وكتل محددة تقريبا. تتحد فئة فرعية معينة منها - الإلكترونات والبروتونات والنيوترونات - بأعداد كبيرة وفي تجمعات متنوعة لتكوّن المادة كما نراها في العالم الكبير (الماكروسكوبي) لحياتنا اليومية. والفوتونات، مأخوذة مع بعضها بأعداد كبيرة، تكون عالم الضوء العادي (وموجات الراديو والأشعة السينية، وهكذا). لكل هذه الأسباب، يتضح أن الجانب الجسيمي للعالم على المستوى المجهري

إنها تصف عالما افتراضيا لا يحدث فيه شيء مهم يجذب الاهتمام.

المؤلف

(الميكروسكوبي) هو الذي يجذب اهتمامنا. ومع ذلك، فإن الجسيمات، من وجهة نظر حديثة، ليست منشآت نظرية أولية. وامتدت مظاهر ذلك الاهتمام إلى مجالات الكم quantum fields.

من الناحية الكلاسيكية، تعتبر الجسيمات والمجالات كميات ذات حالات متساوية. فأي جسيم معلوم يكون في موضع محدد عند كل لحظة زمنية. والهدف الديناميكي هو توقع كيفية تغير ذلك الموضع مع الزمن. والتغير الزمني محكوم بقوانين نيوتن وقوانين القوة المتصلة بها. في المقابل، يعرف المجال الكلاسيكي ϕ (x, y, z, t) بأنه كمية تحدد بصورة مستمرة على امتداد المكان (الفراغ) كله. والهدف الديناميكي هو توقع كيفية تغير المجال مع الزمن في كل موضع من المكان space. ونظرا لأن هناك لا نهائية مستمرة لنقط المكان، فإنه يوجد العديد مما لا حصر له من المتغيرات الديناميكية، أو درجات الطلاقة (الحرية) degrees of freedom. الديناميكا محكومة بمعادلات تفاضلية جزئية مناسبة، مثل معادلات ماكسويل لفئة من المجالات الكهربية والمغناطيسية سوف تحتوي المنظومة الديناميكية على كل من الجسيمات والمجالات: ففي حالة الكهرومغناطيسية، هناك جسيمات مشحونة بالإضافة إلى مجالين **E** و **B**.

كيف يشرع المرء في التعامل مع مجالات كوانتية؟ أولا، نعيد إلى الأذهان كيفية عمل هذا لمنظومة من جسيمات، حيث تكون المتغيرات الكلاسيكية الأساسية هي متجهات الموضع وكمية التحرك للجسيمات. يمكن التعبير بدلالة هذه المتغيرات الأساسية عن كميات أخرى مهمة مثل طاقة المنظومة، وكمية تحركها الزاوية، وهكذا. في ضوء ذلك الذي تم عمله، يمكن للمرء أن يقوم بعملية التكمية الآن بتحويل متغيرات الموضع وكمية التحرك إلى مؤثرات operators (نرمز لها بتلدة tilde فوقية) هذه المؤثرات التي أدخلناها في تمثيل شرودنجر لا تعتمد على الزمن. كذلك هناك متغيرات أخرى مثل الطاقة أصبحت الآن

مؤثرات. يمكن صياغة حالة المنظومة بلغة الرموز في دالة موجية تطورها الزمني محكوم بمعادلة شرودنجر (4.19). الأساس لكل هذا هي العلاقات التبادلية بين مؤثرات الموضع وكمية التحرك، حيث إن مؤثر الموضع أو كمية التحرك لأحد الجسيمات يتبادل مع مؤثري موضع وكمية تحرك جميع الجسيمات الأخرى. بالنسبة لأي جسيم معلوم تكون العواكس التبادلية الوحيدة غير المتلاشية هي:

$$[\tilde{x}, \tilde{p}_x] = [\tilde{y}, \tilde{p}_y] = [\tilde{z}, \tilde{p}_z] = i\hbar \qquad (9.1)$$

هذه العلاقات التبادلية مجتمعة مع معادلة شرودنجر تقع في لبّ تكمية منظومة جسيمات ما لا نسبوية.

المجالات الحرة والجسيمات الحرة

هناك خطوات مناظرة طرحت نفسها مبكرا بالنسبة لتكمية المجال الكهرومغناطيسي. هذه هي المنظومة المجالية التي تواجهنا كلاسيكيا؛ لكن مجالات أخرى - لا تظهر كلاسيكيا - تم ابتكارها بدقة على مدى سنوات متتالية لأغراض التكمية quantization. وسوف نعنى فقط بمجالات تخضع لمعادلات ثابتة لا نسبويا، ونبدأ هنا بنموذج بسيط نقدمه لأغراض تعليمية: وهو مجال قياس وحيد $\phi\,(x, y, z, t)$ يخضع على المستوى الكلاسيكي للمعادلة التفاضلية التالية:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \left\{ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right\} + \rho^2 \phi = 0. \qquad (9.2)$$

سوف يكتسب الثابت ρ تفسيرا فيزيائيا بعد ذلك، ولنعتبره الآن مجرد بارامتر. يسهل من المعادلة (9.2) اكتشاف كمية تكون غير متغيرة مع الزمن ويمكن تعريفها على أنها محتوى طاقة المجال. كثافة الطاقة (الطاقة لوحدة الحجوم)، حتى ثابت المضاعفة الذي يعتمد على الاصطلاحات، هي:

$$H = \frac{1}{2c^2} \left\{ \left(\frac{\partial \phi}{c\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \rho^2 \phi^2 \right\} \quad (9.3)$$

سوف نسمى هذه الكثافة «كثافة الهاميلتونيان» Hamiltonian density. هناك صياغات مماثلة لكثافتي كمية التحرك وكمية التحرك الزاوي اللتين يحملهما المجال.

لنعُد، على سبيل الإرشاد نحو التكمية، إلى ديناميكا الجسيم ونعتبر كتلة جسيم وحيد m متحرك في جهد V (x, y, z). ما يناظر المعادلة (9.2) هي فئة نيوتن:

$$\frac{\partial p_x}{\partial t} = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad \frac{\partial p_y}{\partial t} = \frac{\partial V}{\partial y}, \quad \frac{\partial p_z}{\partial t} = -\frac{\partial V}{\partial z}; \qquad \mathbf{p} = m\frac{d\mathbf{r}}{dt}$$

وما يناظر المعادلة (9.3) هي الطاقة الكلية، أو الهاميلتونيان:

$$H = \frac{1}{2m}\left(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2\right) + V$$

هناك ثلاثة متغيرات موضع x، y، z وثلاثة متغيرات كمية تحرك مناظرة p_x، p_y، p_z. في المعادلة (9.3)، نظير متغيرات الموضع الثلاثة هي فئة لا نهائية من متغيرات مجالية متغيرة مع الزمن ϕ (x, y, z, t)، بمعدل فئة لكل نقطة في الفراغ. نعيد إلى الأذهان أن مركبات كمية تحرك الجسيم تتناسب مع المشتقة الزمنية لإحداثيات الموضع المناظرة. وبناء عليه يمكننا التفكير في المشتقة الزمنية $\frac{d\phi}{dt} \equiv \pi$ (x, y, z, t) لتكون متغير «كمية التحرك» الذي يناظر ϕ (x, y, z, t). يؤدي هذا إلى اقتراح ما يلي: لأغراض التكمية، دع $\phi \to \tilde{\phi}$ (x, y, z) و $\pi \to \pi$ (x, y, z) لا يعتمدان على الزمن، ولكن يكونان مؤثرين معتمدين على الموضع. لاحظ أن الصيغة (x, y, z) لهذه المؤثرات ليست مؤثرا بذاتها؛ وإنما هي مجرد علامة ترقيم لتحدد موضعا في الفراغ؛ فلكل نقطة في الفراغ مؤثرها المجالي الخاص بها. الفكرة الآن هي فرض علاقات

تبادلية مناظرة لتلك الموجودة في المعادلة (9.1)، وتحديدا، هي طلب أن تتلاشى جميع العاكسات التبادلية commutators بين هذه المؤثرات، دون الاعتماد على ما إذا كان المؤثران هما هما أو نقطتين مختلفتين، فيما عدا العاكس التبادلي $[\tilde{\phi}(\mathbf{r}), \tilde{\pi}(\mathbf{r}')]$. قياسا على المعادلة (9.1) يتسنى الاعتقاد بأن هذا يجب أن يساوي صفرا إذا كانت النقطتان الفراغيتان مختلفتين، ويساوي $i\hbar$ إذا كانت النقطتان هما هما. ونظرا لأن الفضاء متصل، فإن الأكثر صحة، من ناحية أخرى، أن نعتبر العاكس التبادلي $[\tilde{\phi}(\mathbf{r}), \tilde{\pi}(\mathbf{r}')]$، ونثبت $\mathbf{r}$، ونجري تكامل متغير الموضع $\mathbf{r}'$ على حجم متناهي الصغر يحيط بالنقطة $\mathbf{r}$. إن التكامل الناتج الذي ينبغي مساواته بالمقدار $i\hbar$ هو التناظر الأفضل مع المعادلة (9.1) الذي يطرح نفسه.

كمية الطاقة الكلية وكمية التحرك الكلية اللتان يمكن رصدهما تُمثلان الآن بمؤثرين؛ فهما تكاملان يُجريان على فضاء الكثافتين المناظرتين مُعبرا عنهما بدلالة المؤثرين الأساسيين و $\tilde{\phi}(\mathbf{r})$ و $\tilde{\pi}(\mathbf{r})$، ونحن نعلم علاقات التبادل الأساسية. انتهى! هذا هو كل المطلوب للتعامل مع مسائل القيمة الذاتية (المميزة) eigenvalue بالنسبة للطاقة وكمية التحرك. تعتبر الطاقة وكمية التحرك، في هذا النموذج، كميتين تبادليتين يمكن رصدهما، مقارنة بما ينبغي أن تكون عليه الحال بالنسبة لأية نظرية واقعية. يوجد في هذا النموذج، نتيجة لذلك، حالتان ذاتيتان آنيتان لهاتين الكميتين الممكن رصدهما. لقد بدأنا بمعادلة مجال كلاسيكية بسيطة للغاية لكي يكون البديل (المناظر) المكمّى بسيطا أيضا. وهكذا تُحل مسألة القيمة الذاتية بسهولة، ويمكن ملاحظة النتائج بوضوح على النحو التالي:

(1) هناك حالة وحيدة لطاقة صفرية وكمية تحرك صفرية، وهي ما تدعى «حالة فراغ» أو «حالة خلاء» vacuum state. إنها حالة العدم واللاشيئية أو اللاوجود nothingness.

(2) تكوِّن القيم الذاتية المسموحة لكمية التحرك **p** متَّصَلا continuum، أي أن جميع المقادير والاتجاهات غير محظورة. يوجد لأي كمية تحرك معلومة **p** حالة خاصة طاقتها هي:

$$E = \sqrt{(cp)^2 + (mc^2)^2}$$

حيث $m = \hbar\rho/c$

هذه بالضبط هي علاقة كمية التحرك - طاقة النسبوية التي تتحقق لجسيم مادي كتلته m. من الطبيعي أن تُفسَّر هذه الحالة على أنها مجرد وصف لذلك؛ ويمكن اعتبارها حالة جسيم أحادي. لقد خرج جسيم بكيفية ما من مجال الكم، وتُثبَّت كتلته بالبارامتر ρ الذي بدآنا به.

(3) توجد عائلة من حالات ذات كمية تحرك $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$، بطاقة $E = E_1 + E_2$، حيث ترتبط الطاقات E_1 و E_2 على التوالي بالكميتين $\mathbf{p}_1$ و $\mathbf{p}_2$ كما في الفقرة (2) أعلاه. واضح أن هذه عائلة من حالات ذات جسيمين مرقومة بكميتي التحرك $\mathbf{p}_1$ و $\mathbf{p}_2$.

(4) وهكذا. هناك حالات لكل الأعداد الممكنة من الجسيمات، ولكل جسيم كمية تحركه الخاصة به وطاقته المرتبطة بها. وينتج إجمالي التحرك وإجمالي الطاقة من حاصلي جمع إسهامات الجسيمات المفردة.

اعتبر ما تم إحرازه. إن نظرية المجال النموذجية تنتهي إلى وصف جسيمات، بكل أعدادها الممكنة. لقد بدأنا في نظرية الكم التي تناولناها في الفصول الأولى بجسيمات (لانسبوية) معلومة العدد في أية منظومة معينة. دعنا نشير إلى تلك النظرية باسم «ميكانيكا الجسيم الكمية» quantum particle mechanics، في مقابل «نظرية المجال الكمية» أو «نظرية كم المجالات» quantum field theory. لم نبدأ في نظرية المجال النموذجية

بجسيمات على الإطلاق؛ فهي تخرج أو تظهر على مسئوليتها في صورة كمّات quanta للمجال؛ ويكون العدد الجسيمي الآن كمية قابلة للرصد تعطي نتائج مختلفة ممكنة. لا يزال الأكثر دهشة أن الجسيمات في الحالات عديدة الجسيمات تكون متطابقة تماما exactly identical. حيث يكون لها نفس الكتلة، ويكون لها نفس اللفّ الصفري zero spin في مثالنا الحالي. لا يوجد في النظرية، بالنسبة لميكانيكا الجسيم الكمية، شيء يستبعد عالما لا توجد فيه جسيمات متطابقة. على سبيل المثال، لا يوجد شيء يستبعد عالما تكون فيه جميع الأشياء التي نسميها إلكترونات مختلفة بعضها عن بعض بصورة مراوغة. لكن توجد في نظرية المجال النموذجية حالات بكل أعداد الجسيمات الممكنة، وتكون الجسيمات متطابقة تماما. ليس أمامنا خيار في الأمر. ربما تكون هناك عدة جسيمات ذات أنواع مختلفة بالنسبة للنظريات المشتملة على عدة أنواع مختلفة من المجالات. لكن مرة ثانية، هناك حالات لأعداد ممكنة من جسيم كل نوع، وجميع أعداد الأنواع المعلومة واحدة تماما.

تكمن العقبة الكبيرة مع نظريتنا النموذجية في أنها مبهمة وغير واضحة. إنها تصف عالما افتراضيا لا يحدث فيه شيء مهم يجذب الاهتمام! ابدأ بحالة يتقارب فيها جسيمان كما لو كانت حالة تصادم. في حقيقة الأمر لن يتصادم الجسيمان، وإنما سيمران أحدهما بجانب الآخر. يعكس هذا حقيقة أن معادلة المجال الكلاسيكية (9.2) التي يؤسس عليها النموذج الكمي خطيّة: حاصل جمع أي فئة من الحلول يكون حلاً أيضا. هذا مثال لما يسمى نظرية المجال الحر free field theory، أي نظرية خالية من وجود تآثرات. يحدث للنظرية الخاصة التي ناقشناها هنا أن تصف بوزونات متعادلة ذات لف صفري، لكن من السهل بدرجة كافية أن تنشئ نظريات خطية مماثلة لجسيمات مشحونة ذات قيم لف مختلفة، بالإضافة إلى جسيمات متعادلة (محايدة). إن النظريات

المشتملة على شحنة تعطي كماتها في صورة جسيمات وجسيمات مضادة. وعلى الجملة إذَنْ، يكون من السهل بدرجة كافية أن تنشئ على مستوى المجال الحرّ نظرية مجالات عديدة multifield theory تشتمل كماتها على جميع الأنواع التي نعتقد بأنها أساسية في العالم الواقعي - ليبتونات، كواركات، وهكذا. لكن شيئا لم يحدث. هذا هو نفس الموقف الذي نقابله في ميكانيكا الجسيم الكمية. فهناك تتحرك جسيمات بحُرّية واستقلالية إذا لم توجد قوى بينها. وإذا كان لابد من وجود أي فعل، فلابد أن تكون هناك قوى. يتمثل التناظر بالنسبة لنظرية المجال الكمية في ضرورة وجود تآثرات مجالية field interactions: وهي بلغة الرياضيات: مصطلحات (حدود) غير خطية في المعادلات التفاضلية للنظرية.

التآثرات

لا يختلف الإطار الشكلي العام لميكانيكا الجسيم الكمية نسبيا عن طبيعة القوى المؤثرة على الجسيمات. يمكن بالطبع أن يكون لقوانين القوة المختلفة نتائج فيزيائية مختلفة جدا، فبعض قوانين القوة تكون أسهل تناولا بالطرق الرياضياتية من قوانين أخرى؛ لكنّ النظرية سوف تكون على الأقل متسقة ذاتيا ما لم يكن قانون القوة مَرَضيا pathological. الأمر مختلف تماما في نظرية كمّ المجالات. ذلك أن حدود التآثر المختارة عشوائيا، حتى تلك التي تبدو سليمة ظاهريا، لا يمكن فقط أن تكون غير واقعية فيزيائيا، وإنما يحتمل أن تتضمن تناقضات داخلية وعللا أخرى. إن نظرية المجال الكمية النسبوية نظرية مقيِّدة جدا وكثيرة المطالب. هذا جيد. ونظرية المجال الكمية أيضا بالغة الصعوبة رياضياتيا. هذا سيِّىء. لا توجد نظريات واقعية من بُعد تكون قابلة للحل تماما.

بعد استيعاب هذه التنصّلات، دعنا نواصل مع نظريتنا النموذجية للمجالات، ونضيف إليها حدا تآثريا بسيطا. أضف حدّا متناسبا مع ϕ^3 إلى الطرف الأيسر للمعادلة (9.2) . بهذه الوسيلة نكون قد أضفنا حدّ التآثر التالي إلى كثافة الهاميلتونيان في المعادلة (9.3):

$$H_{int} = \lambda\phi^4 \qquad (9.4)$$

هنا يظهر معامل التناسب أعلاه على أنه «ثابت الاقتران» λ . دعنا نعتبر النتائج الممكنة، على الأقل كما تحلّلها فنّيات نظرية الاضطراب التي ستناقش بعد قليل. بالنسبة للنموذج الخاص الجاري مناقشته، كما يحدث، يوجد شك رياضياتي مهم فيما إذا كان التعديل السابق يسفر حقيقة عن نظرية متساوقة ذاتيا للجسيمات المتآثرة. لكننا سنخلّي هنا كل هذه الأمور البسيطة جانبا. فالنموذج مصمم لأغراض تعليمية فقط، وسوف يخدم في إظهار القسمات المتوقع تحققها للنظريات الأكثر واقعية التي تلحق بعد ذلك، وذلك على الأقل بالمعنى النظري للاضطراب.

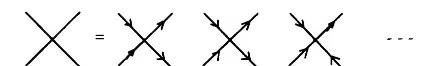
التطور الزمني لأية منظومة كمية محكوم بمعادلة شرودنجر (4.19) التي يضبطها هاميلتونيان المنظومة. تعطي النظرية النموذجية كمّاتها quanta في غياب حد التآثر، لكنها لا تفعل أي شيء. إن حدّ التآثر في الهاميلتونيان هو الذي يُحدث الأشياء. فهو يحث حشدا من تآثرات التشتيت محدودة العدد بقانون بقاء الطاقة - كمية التحرك فقط. عندما يتصادم جسيمان (سنسميهما بوزونيْن) بأي طاقة، وإن كانت صغيرة، فإنهما سيكونان ميزونين مشتتين تشتتا مرنا - اثنان داخلان واثنان خارجان. عند طاقات عالية سوف يكونان أيضا حادثات ذات أربعة ميزونات خارجة، وهكذا؛ تفتح قنوات أكثر وأكثر متجاوزة الحد بزيادة طاقة التصادم. يحدث في هذا النموذج الخاص أن يكون المقطع العرضي لإنتاج عدد فردي من الجسيمات

الخارجة مساويا الصفر تماما. وما ذلك إلا لأن عدد الجسيمات الكلي الذي يكتنفه أي تفاعل، الداخلة زائد الخارجة، يجب أن يكون زوجيا. وكما سنرى بإيجاز، ينتج هذا تباعا من حقيقة أن H_{int} متعددة (كثيرة) حدود زوجية even polynomial في المجال ϕ.

نعيد إلى الأذهان أن المقطع العرضي لأي تفاعل خاص هو مربع سعة الانتقال مضروبا في معامل فراغ طوري phase - space factor يمكن حسابه بسهولة. سعة الانتقال هي لب الموضوع. الحسابات التامة exact مستحيلة في عصرنا الحالي لدرجة ميئوس منها، ومن ثم ينبغي اللجوء إلى طرق التقريب المختلفة، ومن بينها ما يسمى «مقاربة الاضطراب» perturbation approach التي تعتبر ملائمة للوصف الحدسي. تقضي الفكرة، في سياق نظريتنا النموذجية، بتخيل فكّ أي سعة انتقال مطلوبة كمتسلسلة قوى في ثابت الاقتران λ . على سبيل المثال، سعة الانتقال لتشتت مرن هي دالة في λ بالإضافة إلى طاقة التصادم وزاوية التشتت (الاستطارة). بالفك في قوى λ تكون السعة حاصل جمع لا نهائيا لحدود يعتمد كل منها على الطاقة والزاوية. يتناسب الحد الأول مع λ^1 ، والحد التالي مع λ^2 ، وهكذا. هناك قواعد رياضياتية محددة تماما لحساب كل حد في المتسلسلة، برغم أن متطلبات الحساب تنمو بشدة مع زيادة الرتبة (زيادة قوى λ). فضلا عن ذلك، حتى بفرض أن المتسلسلة تقاربية، يتطلب الجواب التام أن يُجرى الحساب والجمع لعدد لا نهائي من الحدود في المفكوك. لهذا تعتبر مقاربة الاضطراب مفيدة كميا quantitatively فقط إذا كان ثابت الاقتران صغيرا بدرجة تكفي لأن توفر الحدود القليلة الأولى في مفكوك متسلسلة القوى الحصول على تقريب كافٍ جيد. وهذه هي الحال مع تفاعلات ضعيفة وكهرومغناطيسية عديدة سوف نعرض لها حالا. تعتبر مقاربة الاضطراب، من الناحية الكمية quantitatively، ذات استخدام أكثر محدودية بالنسبة للتفاعلات القوية، حيث يكون ثابت الاقتران كبيرا جدا.

أصبح المجال الكلاسيكي لنموذجنا هو المؤثر ϕ المتغير مع المكان، وبإمكانه أن يستحدث (يولّد) ميزونا ويحطمه؛ أي يؤثر على حالة تحتوي على n ميزونا فيولّد حالة جديدة عبارة عن تجميع خطي لحالات ذات $n + 1$ و $n - 1$ ميزونا. ومن ثم يمكن لحد التآثر H_{int} المؤثر على حالة تضم عددا معلوما من الميزونات أن يولّد أربعة ميزونات إضافية؛ يحطم أربعة ميزونات؛ يولد ثلاثة؛ ويحطم واحدا؛ يولد واحدا ويحطم ثلاثة؛ يولد اثنين ويحطم اثنين. تُمثَّل هذه التآثرات جميعًا برسم تخطيطي على يسار الشكل (9.1)، يوضح أربعة خطوط تلتقي عند رأس (ذروة) التآثر interaction vertex. يمكن تمييز أي من التآثرات الخاصة المذكورة أعلاه باستخدام أسهم، حيث يرمز السهم الذي يشير نحو الرأس إلى هدم ميزون، والسهم المتجه بعيدا عن نقطة الرأس (الذروة) يشير إلى عملية استحداث. على سبيل المثال؛ يتضح هذا من الرسوم الثلاثة على يمين علامة التساوي في شكل (9.1) بالنسبة للانتقالات الميزونية $2 \rightarrow 2$ و $3 \rightarrow 1$ و $1 \rightarrow 3$ على التوالي.

بديهي أن ميزونا واحدا لا يستطيع واقعيا (فيزيائيا) أن يتحول إلى ثلاثة ميزونات؛ أو يسلك الاتجاه الآخر حول أي منها، ولا تستطيع الميزونات الأربعة أن تظهر خارج الفراغ. فقانون بقاء الطاقة - كمية التحرك يحظر هذه الأشياء. على سبيل المثال: في حالة الانتقال $3 \rightarrow 1$. تخيل الجلوس في إطار سكون الميزون الابتدائي حيث يكون صافي كمية التحرك مساويا الصفر. لهذا يجب أن يكون للميزونات الثلاثة الخارجة كميات تحرك تضاف اتجاهيا إلى الصفر. ذلك صحيح. إلا أن الطاقة لن تكون محافظة، نظرا لأن الطاقة الابتدائية هي فقط طاقة سكون الميزون الابتدائي، بينما يمكن أن تكون الطاقة النهائية أقل من ثلاثة أضعاف. لهذا فإن هذه العمليات لا تمثل سوى احتماليات potentialities، أو ميول مرهونة بحفظ الطاقة - كمية التحرك كعمليات فيزيائية فعلية. وبالمعنى الذي سوف نصفه بإيجاز، يمكن تحقيق الاحتمالات في انتقالات تتضمن جسيمات افتراضية (تقديرية) virtual.



شكل (9.1): تآثر الميزونات الأربعة الأساسي للنظرية النموذجية (الرسم الأيسر)، يصنّف خمسة انتقالات أساسية مختلفة، ثلاثة منها موضحة على اليمين.

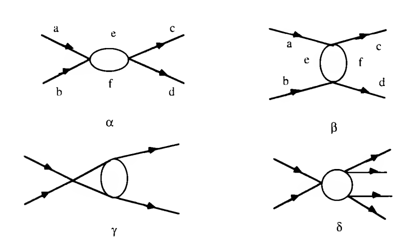
مخططات فينمان

تعود بداية نظرية المجال إلى أواخر عشرينيات القرن العشرين مع كهروديناميكا الكم quantum electrodynamics (QED) . واشتملت المعالجة المبكرة لكهروديناميكا الكم خليطا من ميكانيكا الجسيم الكمية للإلكترونات وجسيمات أخرى مادية مشحونة، ونظرية المجال الكمية للمجال الكهرومغناطيسي بفوتونات ناشئة على هيئة كمّات مجالية. في نفس الوقت، أُدخلت مجالات كمّ لجسيمات أخرى أيضا؛ ونحن نعتقد الآن أن جميع الجسيمات كمّات لمجالات. لقد تطورت نظرية الاضطراب بالتوافق مع كهروديناميكا الكم وطُبقت على قدر كبير متزايد من المعلومات التجريبية عن عمليات كهروديناميكية متنوعة، مثل تفاعلات الاستطارة (التشتت) فوتون - إلكترون وإلكترون - إلكترون. كانت التقانة الرياضياتية لنظرية الاضطراب واضحة ومعرّفة تماما دون لبس أو غموض عندما طبقت لأقل رتبة مناسبة (أي أدنى قوة power مناسبة لثابت الاقتران)؛ واتفقت التجربة جيدا بالفعل مع نظرية أدنى رتبة. وقد بدا هذا معقولا بقدر ما كان معامل المفكوك للقطاعات العرضية الكهروديناميكية يساوي مقدارا صغيرا، هو $e^2/\hbar c \approx 1/137$. إلا أن الحسابات للرتب الأعلى أسفرت عن معاملات cofactors لا حصر لها، وهي مشكلة بدت أنها مميزة لنظريات المجال

الكمية عموما. لقد أوحى هذا للبعض، بما فيهم كثير من المؤسسين للموضوع، بأن مفاهيم نظرية المجال الكمية كانت بحاجة إلى مراجعة وتنقيح جوهري. لكن تلك المفاهيم اكتسبت حياة جديدة على أيدي جيل جديد من الباحثين الذين عرفوا كيف يفرزون اللانهائيات infinities ويروّضونها في صورة نظرية ذات بارامترات أساسية قليلة باستخدام طريقة تسمى «إعادة التسوية» أو «إعادة التطبيع» renormalization. قد يبدو هذا للبعض على أنه تحايل للتخلص من اللانهائيات، ولكن المعالجة الرائعة أثمرت بعض الموضوعات بالغة الدقة فيما يتعلق في الاتفاق المعروف في العلم بين النظرية والتجربة. إن الطرق الرياضياتية لنظريات إعادة التطبيع، مثل كهروديناميكا الكم، تعتبر معقدة، ولكنها واضحة لكل المراتب. وقد تبلورت في شكلها النهائي خلال فترة محمومة (قلقة) حوالي نهاية الأربعينيات من القرن العشرين، وتمت أنسب وأروع صياغة على يد الفيزيائي الشاب المعروف بحيويته الدافقة، «ريتشارد فينمان» Richard Feynman. أما «جوليان شفينجر» Julian Schwinger، الذي وضع النظرية مستقلاً في صورة مكافئة ولكن بصياغة أكثر تعقيدا، فقد وصف فينمان بأنه الذي «بسّط طرق الحساب للجماهير».

«سعة الانتقال» - أو سعة فينمان Feynman amplitude كما تسمى غالبا - لأي عملية خاصة هي حاصل جمع عدد لا نهائي من الحدود. ويمكن تصوُّر كل حد برسم (مخطط) فينمان Feynman diagram الذي يكون ملائما لتفسير فيزيائي تقريبي، ولكنه مدرك بالحدس أو البديهة. تتألف المخططات من ذُرا (نقط رأس) Vertices وخطوط. وقد أوضحنا في النظرية النموذجية أن هناك أربعة خطوط تلتقي معا عند كل ذروة. وهذه الخطوط إما أن تكون متصلة بذُرا أخرى أو متروكة حرّة، ويمثل كل خط حرّ أحد الجسيمات المتضمنة في العملية قيد الاعتبار. يسمى الخط الذي يصل ذروة بأخرى «ناشرا» أو «مُوالدا» propagator، وهو يصف انتشار أو موالدة

ميزون تقديري (افتراضي) virtual meson مستحدث عند نقطة زمكانية ومهدّم عند أخرى. في النظرية النموذجية، يكون الإسهام في سعة فينمان الناتج من مخطط يحتوي على n ذروة متناسبا مع λ^n، أي مع القوة الرابعة لثابت الاقتران. ويؤدي هاميلتونيان التآثر عمله عند كل ذروة باستحداث و/أو هدم ميزونات حقيقية أو تقديرية بالطريقة المشروحة سابقا. للإيضاح، اعتبر تفاعلا يتشتت فيه ميزونان تشتتا مرنا، ولنرمز إليه على الصورة $a + b \rightarrow c + d$. لا يوجد في هذا النموذج إلا ميزون من نوع واحد، ولذا فإنه لا حاجة هنا لترقيم يميز بين أنواع، والأحرى أن تختزل لكميات تحرك الميزونات: ترمز الحروف a ، b ، c ، d على التوالي لكميتي تحرك الميزونين الساقطين $\mathbf{P}_a$ و $\mathbf{P}_b$ ولكميتي تحرك الميزونين الخارجين $\mathbf{P}_d + \mathbf{P}_c$. يستلزم قانون حفظ (بقاء) كمية التحرك أن يكون $\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b = \mathbf{P}_c + \mathbf{P}_d$ ، ويستلزم بقاء الطاقة أن يكون $E_a + E_b = E_c + E_d$.



شكل (9.2): α و β : مخططا فينمان من الدرجة الثانية لتشتت مرن فى النظرية النموذجية، γ: أحد عدة مخططات من الدرجة الثالثة؛ δ: أحد عدة مخططات لأدنى درجة بالنسبة لتفاعل انتقال ميزونين إلى أربعة ميزونات.

لا يوجد إلا مخطط $2 \to 2$ في شكل (9.1) للدرجة الأولى في ثابت الاقتران λ. يرقم الخطان الداخلان بالحرفين a و b والخارجان بالحرفين c و d. يتقدم التفاعل $a + b \to c + d$ هنا مباشرة. يعمل هاميلتونيان التآثر مرة واحدة، محطما الميزونين الساقطين ومولِّدا الميزونين الخارجين، وتكون سعة فينمان المناظرة لهذا المخطط بسيطة بقدر الإمكان: يكفي أن تساوي λ بدون الاعتماد على الطاقة أو زاوية الاستطارة (التشتت). يوضح الرسم α على اليسار في شكل (9.2) مخططا من الدرجة الثانية فيه ذروتان، ومن ثم فإنه يسهم في السعة بحدّ يتناسب مع λ^2، مضروب الآن في دالة في طاقة التصادم وزاوية التشتت.قواعد استنتاج هذه الدالة الأخيرة فنية ومعقدة، لكن هناك تفسير فيزيائي بسيط تماشيا مع الرسم. الترقيمان e و f على الخطين «الداخليّيْن» يمثلان ميزونين تقديريين، ينتشران من ذروة لأخرى. يصنِّف المخطط α في الواقع نتيجتين: (i) يتصادم الميزونان الساقطان a و b عند الذروة اليسرى لينتجا زوجا من ميزونين تقديريين e و f؛ ثم ينتشر الأخير إلى نقطة زمكانية تُمثل بالذروة اليمنى ويتصادم هناك ليولّد الميزونين الخارجين c و d. نرمز لهذا بالتسلسل $a + b \to e + f$ متبعة $e + f \to c + d$. كل خطوة في التسلسل عبارة عن انتقال $2 \to 2$؛ أي أن هناك ميزونين قد تهدَّما، وميزونين قد استحدثا. وباستخدام الأسهم لتمثيل الميزونات التقديرية، فإن الأسهم تشير في المخطط من اليسار إلى اليمين. (ii) التسلسل الثاني يناظر هاميلتونيان التآثر الذي يولّد، من لا شيء، الميزونات الأربعة c ، d ، e ، f، ويظل الميزونان الساقطان بعيدين عن التناول في هذه المرحلة؛ يتبع هذا هدم الميزونات a ، d ، e ، f . لهذا فإن الخطوتين في هذا التسلسل تتألفان من الانتقال $0 \to 4$: $0 \to c + d + e + f$ يتبعه الانتقال $0 \to 4$: $a + b + e + f \to 0$ ، حيث يرمز الصفر 0 إلى «العدم» أو اللاشيء nothing. يصنف التسلسلان السابقان، كما قلنا في مخطط (رسم تخطيطي)

واحد α من الشكل (9.2). الرسم β في شكل (9.2) يمثل مخططا آخر من الدرجة الثانية، وهو أيضا يصنف تسلسلين: (i) في الانتقال $3 \rightarrow 1$، يتفكك الميزون الداخل a إلى ميزون خارج c وزوج تقديري e + f؛ ثم يلتقي e و f مع b ويفنى الثلاثة في الانتقال $1 \rightarrow 3$ لاستحداث d. نرمز لهذا التسلسل على الصورة $a \rightarrow c + e + f$، يتبع ذلك $b + e + f \rightarrow d$ (ii) التسلسل الآخر يناظر $b \rightarrow d + e + f$ يتبعه $a + e + f \rightarrow c$. المخطط γ في الشكل (9.2) يمثل أحد عدة مخططات من الدرجة الثالثة (توجد به ثلاث ذرا). ونشفق على القارئ بالإحجام عن وصف التسلسل الذي يُصنّفه هذا المخطط، وإن كان هذا ليس صعب المنال بالنسبة له. أخيرا، يمثل المخطط δ من الشكل (9.2) أحد عدة مخططات من الدرجة الدنيا (ثلاث ذُرا، ومن ثم فهو من الدرجة الثالثة) لتفاعل إنتاج جسيمات عديدة $a + b \rightarrow c + d + g + h$ يتصادم فيه ميزونان لينتج أربعة ميزونات. القارئ مدعو لأن ينشئ مخططا آخر أو أكثر.

الجسيمات التقديرية

سوف يعرف الخبراء في الموضوع، بمجرد النظر إلى أيٍّ من مخططات فينمان، أيَّ حسابات ينبغي أن تُجرى، برغم أنهم ربما يفزعون من شكلها المعقد. إن لكل مُوالد (ناشر) معلوم اعتمادا معينا على متغيريْ الطاقة وكمية التحرك للجسيم التقديري (الافتراضي) المنتشر من ذروة إلى أخرى. عموما، يتضمن الحساب إجراء التكامل على هذين المتغيريْن. وكلما كانت الدرجة (الرتبة) أعلى كانت المخططات هناك أكثر، وكانت المتغيرات المطلوب إجراء التكامل عليها أكثر أيضا. وبطرح هذا العناء جانبا، فإن التبصرات الرئيسية لأغراضنا كيفيةٌ، لإدراك تسلسلات الانتقالات الأولية التي تتحد لتولّد تفاعلا فيزيائيّا ما. أما مفهوم الجسيم التقديري (الافتراضي) المتضمَّنة في كل هذا فهو مفهوم رائع جدا. ذلك أن الجسيمات «الحقيقية» في تفاعل معين هي

الجسيمات الساقطة التي تم تحضيرها (إعدادها) بعيدا بعضها عن بعض، ثم تُجلب للتصادم؛ ويتم اكتشاف الجسيمات الخارجة عند تحريكها بعيدا عن بعضها البعض. وأثناء عملية التصادم، عندما يكون كل شيء ملتصقا تماما، تذهب الجسيمات التقديرية وتجيء، فجميعها وسيطيات intermediaries في أي تفاعل فيزيائي معلوم. هناك طريقتان مختلفتان لوصف موقفها المفاهيمي بالنسبة لبقاء الطاقة. وباستخدام اللغة السابق شرحها، تلك اللغة التي يقال فيها لمخطط فينمان معلوم أنه يناظر عدة تسلسلات مختلفة لانتقالات أولية، يتم انتهاك مبدأ حفظ الطاقة (وليس كمية التحرك) عند أي ذروة تشمل جسيما تقديريا واحدا على الأقل. لكنّ هذا ليس سببا للانزعاج. فالجسيمات «الحقيقية» في تجسُّدها التقديري ذات وجود انتقالي فقط، حتى إذا كانت مستقرة. وينبغي بالضرورة أن يكون للجسيم التقديري المستحدث لفترة زمنية Δt انتشار طاقي ΔE لا يقل عن ذلك الذي تحدده «علاقة اللايقين» $\Delta E\ \Delta t \approx \hbar$.

من ناحية أخرى، توجد طريقة أخرى لتنظيم الحسابات تفضي على نحو مُرض رياضياتيا إلى تجميع الإسهامات من انتقالات أولية معينة. بهذه الطريقة في الاطراد، كما طورها فينمان على وجه الخصوص، تكون الطاقة وكمية التحرك محفوظتين عند جميع الذُّرا. لكن الجسيمات التقديرية الآن ذات كتلة محددة. وبالأصحّ، تصبح الكتلة المؤثرة لكل جسيم تقديري أحد متغيرات التكامل. وهكذا فإنه في إحدى طرق التجميع تكون لحسابات الجسيمات التقديرية الكتلة الصحيحة دون انتهاك لحفظ الطاقة. أما في الطريقة الأخرى فإن الطاقة وكمية التحرك تكونان محفوظتين تماما عند كل ذروة، في حين تكون كتلة الجسيم التقديري متغيرة. لا يوجد تناقض في النتيجة النهائية بين هاتين الطريقتين في النظر إلى الأشياء، فهما ببساطة يناظران طريقتين مختلفتين لترتيب حساب سعة فينمان. طريقة انتهاك الطاقة أكثر ملاءمة للتفسير الفيزيائي، ومقاربة فينمان أنسب للحساب الفعال. يتضح إذَنْ أن مفهوم الجسيم التقديري من الناحية الفعلية

مجرد تمثيل لمكونات رياضياتية معينة، وإن كان يعتبر تمثيلا مساعدا حدسيا وبديهيا؛ وأن الطرق المختلفة لتنظيم الرياضيات تناظر بدائل مختلفة للتمثيل (الإنابة). وفوق هذا كله، الجسيمات التقديرية ليست أشياء حقيقية واقعية، وإنما هي حل توفيقي جيد لوصفها باعتبارها مناظرة لواقع تقديري (افتراضي).

سبق القول بأن الجسيمات التقديرية تدخل حيِّز التأثير والعمل عندما تكون مكونات التصادم الحقيقية كلها قريبة جدا من بعضها. والحقيقة أن الجسيمات التقديرية في دائرة التأثير دائما. حتى بالنسبة لجسيم حقيقي وحيد يتحرك منفصلا، فإنه يستطيع أن يبعث ويُعيد امتصاص جسيمات تقديرية أكثر وأكثر وأكثر. ويكون لهذا تأثير إزاحة الكتلة الفيزيائية بعيدا عن القيمة «الصريحة» التي تدخل في الهاميلتونيان. تنتهي تلك الإزاحة حتما إلى أن تكون لا نهائية تقريبا، وتوجد تقنية مكتملة لفرز هذا وإعادة تعريفه مع لا نهائيات أخرى قليلة تميز نظريات المجال الكمية التي يمكن إعادة تطبيعها (تسويتها). لكننا هنا لن نتعقب هذه التفاصيل الدقيقة الى أبعد من ذلك.

النموذج العياري في رسوم التآثرات الأساسية

نظرية المجال النموذجية التي سبق أو وصفناها لأغراض توضيحية ليست واقعية على الإطلاق. بل إنها، كما قيل من قبل، من السهولة بما يكفي لوضع نظرية مؤسسة على مجالات نعتقد أنها أكثر واقعية: مجالات مناظرة للكواركات، والليبتونات، وبوزونات القياس (المعايرة)، وبوزون هيجز، وربما جسيمات أخرى يتم حفزها باكتشافات تجريبية جديدة أو أفكار نظرية مُلزِمة. أما على مستوى المجال الحر فلا يحدث شيء. ذلك أن الأحداث تُستحث بواسطة تآثرات بين المجالات، أي عن طريق حدود تقرن المجالات معا في الهاميلتونيان. وتشكل هذه التآثرات النظير النظري للمجال بالنسبة لقوى ميكانيكا الجسيم. لقد وصفنا بالفعل في هذا

الفصل الأخير، بكلمات قليلة، بعض التآثرات الأساسية المتضمَّنة في النظرية الحديثة. سوف نعيد هنا العديد من هذه الكلمات، إلا أنه يمكن الآن أيضا إظهار التآثرات الأساسية برسوم تخطيطية، كما في شكل (9.3). هذه ليست فئة التآثرات الكاملة لكن الرسوم المبينة كافية لتوضيح الملامح الرئيسية. يرمز للكواركات والجليونات والليبتونات المشحونة بالحروف q و g و l؛ ويرمز للنيوترينو المصحوب بليبتون مشحون من نوع l بالحرف υ_l؛ ويرمز للفوتون وبوزونيّ التآثر الضعيف المشحون والمتعادل بالحروف γ و W و Z. تستخدم الكلمات والرموز هنا بمعنى جمعي لتشمل جسيما وجسيما مضادا حيثما لزم التمييز.

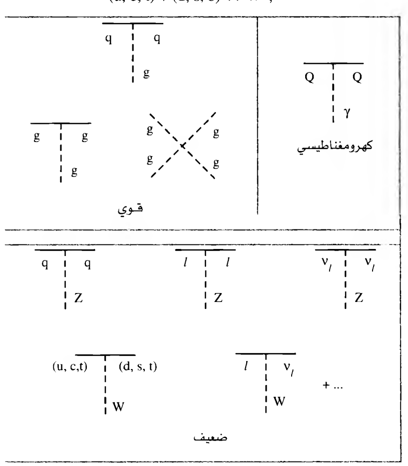
تمثل المخططات «القوية» في شكل (9.3) التآثرات الأساسية لديناميكا اللون الكمية. يصف الرسم العلوي اقتران زوج من الكواركات مع جليون، وتصف الرسوم الأخرى تآثرات بين جليونات فقط. لاحظ بصفة خاصة أن الرسم العلوي يصنف مجموعة من العمليات الأساسية لكل نكهة من نكهات الكوارك الست: $q \leftrightarrow q + \mathrm{g}$ ، $\bar{q} \leftrightarrow \bar{q} + \mathrm{g}$ ، $q + \bar{q} \leftrightarrow \mathrm{g}$ ، $q + \bar{q} + \mathrm{g} = 0$. في هذا السياق، تشير q إلى جسيم كوارك و $\bar{q}$ لضديده. لا يعتمد ثابت الاقتران على نكهة الكوارك. في الواقع، يوجد ثابت اقتران لتآثر قوي وحيد كبارامتر لكل التآثرات القوية في شكل (9.3) .

الرسم «الكهرومغناطيسي» الوحيد في شكل (9.3) يمثل التآثر الأساسي لجسيم مشحون مع الفوتون. أي جسم مشحون كهربائيا Q يقترن بالضرورة، بمقتضى شحنته ببساطة، مع الفوتون، مقدار ثابت الاقتران هو الشحنة الكهربية التي تساوي الشحنة e التي يحملها الإلكترون، وذلك للجسيمات الأساسية. أما للكواركات فالمقدار هو كسر ليس صغير جدا من ذلك المصدر: $\frac{2}{3}$ أو $\frac{1}{2}$. يصنِّف الرسم التخطيطي في شكل (9.3) الانتقالات: $Q^{\pm} \leftrightarrow Q^{\pm} + \gamma$ و $Q^{+} + Q^{-} \leftrightarrow \gamma$ و $Q^{+} + Q^{-1} + \gamma \leftrightarrow 0$.

تصف الرسوم المتبقية في شكل (9.3) التآثرات الضعيفة. يمثل الرسـ
الموجود أسفل اليسار اقتران كواركات مع بوزونات اتجاهية مشحونة W:

$$(u, c, t) \leftrightarrow (d, s, b) + W^+, \qquad (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \leftrightarrow (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}) + W^-,$$

$$(u, c, t) + (\bar{d}, \bar{s}, \bar{b}) \leftrightarrow W^+,$$



شكل (9.3): بعض التآثرات الأساسية لنظرية الجسيمات المعاصرة. الرموز q، l، ν_l تشير إلى كواركات، ليبتونات مشحونة، نيوترينوهات وضديداتها. الرموز g، γ، z، W تشير إلى جليونات، فوتونات، بوزون ضعيف متعادل Z وبوزونين ضعيفين مشحونين W^+، W^-. الرمز Q يمثل أي جسيم مشحون.

وهكذا (معنى «وهكذا» من الآن يجب أن يكون واضحا). يُقصد بذلك هنا توضيح أن الكوارك u مثلا يمكن أن يتحول إلى أي من الكواركات d ، s ، b . والأمر نفسه ينسحب على الكواركين c و t . من ناحية أخرى، بصورة رئيسية، يُفضِّل u الذهاب إلى d، ويفضل c الذهاب إلى s ، ويفضل t الذهاب إلى b . يصف الرسم الموجود أسفل اليمين اقتران ليبتون مشحون والنيوترينو الخاص به مع بوزونيّ المتجه W:

$$l^- \leftrightarrow W^- + \nu_l \ , \qquad l^+ \leftrightarrow W^+ + \bar{\nu}_l \ ,$$

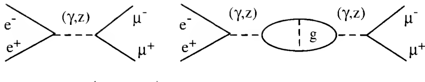
$$W^- \leftrightarrow l^- + \bar{\nu}_l \ , \quad W^+ \leftrightarrow l^+ + \nu_l \ ,$$

وهكذا، حيث $l = e, \mu, \tau$. الرسوم الضعيفة الأخرى تناظر، على التوالي، اقتران كواركات وليبتونات مشحونة ونيوترينوهات مع بوزن Z المتعادل: $q \leftrightarrow q + Z$ و $l \leftrightarrow l + Z$ و $\nu_l \leftrightarrow \nu_l + Z$ ، وهكذا.

التآثرات الضعيفة الأساسية الموضحة باختصار أعلاه محكومة كلها بثوابت اقتران لها تقريبا نفس مقدار الثابت الكهرومغناطيسي المميز، وهو تحديدا الشحنة التي يحملها بروتون. وكما لوحظ من قبل، يعكس هذا جانبا أعمق من النظرية الحديثة، وهو توحيد التآثرين الضعيف والكهرومغناطيسي.

تفاعلات التصادم والتحلل

تكوِّن التآثرات الأساسية الموضحة أعلاه زمرة من أجزاء يتكون منها عمليات تفاعلية مختلفة. كمثال فوري، اعتبر عملية إفناء إلكترون - بوزيترون إلى زوج من ميونيْن مختلفي الشحنة: $e^- + e^+ \leftrightarrow \mu^- + \mu^+$. يوجد بالطبع العديد من مخططات فينمان التي لا حصر لها بالنسبة لهذا التفاعل ولأي تفاعل آخر. لكن بما أن ثابت الاقتران التحكمي هنا صغير فإن التقريب الجيد هنا هو أن نقصر أنفسنا على مخطط فينمان ذي الرتبة الأدنى على اليسار في شكل (9.4).



شكل (9.4): مخططات فينمان للعمليات $e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+$

إنه في حقيقة الأمر يلخص مخططين مختلفين: أحدهما يتضمن فوتونا تقديريا (افتراضيا) (أو فوتونا «وسيطيا» intermediate ، كما يقال أحيانا)؛ والآخر يتضمن بوزونا وسيطيا Z ؛ لكل منهما ذروتان، ومن ثم تكون السعات المناظرة متناسبة مع e^2 . يختلف ناشرا (مُوالدا) الفوتون والبوزون Z بسبب اختلاف كتلتيّ الفوتون وبوزون Z فقط. ولأي منهما يكون المولد (الناشر) على الصورة:

$$\text{propagator} = [\ (\text{energy})^2 - (\text{mass})^2]^{-1}$$

حيث تشير "energy" إلى طاقة مركز الكتلة (الثقل) الكلية W للتصادم، وتشير "mass" إلى كتلة الجسيم الوسيطي. بديهي أن كتلة الفوتون تساوي صفرا، بينما الكتلة M للبوزون Z كبيرة جدا. لهذا فإن السعتين، حتى معامل تناسب مشترك تقريبا، هما:

$$\text{amp}\ (\gamma) \approx e^2 / W^2, \qquad \text{amp}\ (Z) \approx e^2 / (W^2 - M^2)$$

برغم أن التأثرين الضعيف والكهرومغناطيسي لهما تقريبا نفس ثابت الاقتران e، فإن من الثابت أنه عند طاقات منخفضة، W<<M ، تُخمد السعة الضعيفة (المتضمنة البوزون Z) انتقائيا. أما عند طاقات عالية جدا، W>>M ، فإن السعتين تكونان مما يمكن مقارنته. يجب الاعتراف بأن صيغتنا لموالد البوزون Z تم تبسيطها قليلا. فهي لا تصبح لا نهائية حقيقة عندما يكون W = M، برغم أنها تصبح كبيرة عند تلك الطاقة أو بالقرب منها.

إن ما يوضحه المثال السابق ليس إلاّ ملمحا عاما للتآثر الضعيف في مقابل التآثر الكهرومغناطيسي. ثابتا الاقتران الأساسيان قابلان للمقارنة. أما بالنسبة لعمليات الطاقة المنخفضة فإن السعات الضعيفة تُخمد لأن كتلتيّ البوزون W أو البوزون Z الكبيرتين تظهران حتما في مقام المولديْن (الناشريْن). يمكننا أيضا استخدام العملية $e^- + e^+ \rightarrow \mu^- + \mu^+$ لإبراز نقطة أخرى، هي تحديدا أن كل الأقسام الثلاثة للتآثرات الأساسية: القوية والكهرومغناطيسية والضعيفة، تدخل حتما في جميع التفاعلات الممكنة. في الرسم الموجود إلى اليسار في شكل (9.4) يتم تبادل بوزون القياس (فوتون أو بوزون Z) بين زوج إلكترون - بوزيترون وزوج ميون - ميون مضاد، وفي الرسم الموجود على الجانب الأيمن في شكل (9.4) ، يقرر جسيم القياس الوسيطي في الطريق أن يتحول إلى زوج كوارك - كوارك مضاد الذي يفنى حينئذ ليسترد بوزون قياس. لكن الكوارك والكوارك المضاد يقرران أثناء الطريق أن يتبادلا جليونا.

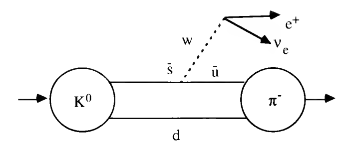
بموجب هذا دخلت في الصورة ذُرا (نقاط رأس) قوية. على نحو مساوٍ، لا تسهم السعة القادمة من الرسم الأيمن إلا بقدر صغير. وذلك لأنها تتناسب مع القوة الرابعة (أكثر منها مع الثانية) لثابت الاقتران الكهروضعيف الصغير e (أربع من الذُّرا تكون كهروضعيفة).

بمعلومية زمرة من الذُّرا الأساسية يمكن بسهولة كافية رسم مخطط الرتبة الأدنى لأي تفاعل تصادم أو تحلل بين كواركات وليبتونات وبوزونات قياس. تم تجميع أمثلة إضافية قليلة في شكل (9.5). يصف أحد المخططات تفاعل التحلل $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$ في أقل رتبة؛ ويصف مخطط آخر أحد عدة مخططات من الرتبة الدنيا للتفاعل $e^- + e^+ \rightarrow 3\gamma$، ويمثل الثالث مخططا من الرتبة الدنيا لتشتت ضوء بضوء: $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \gamma$. يمكن بسهولة كافية أيضا رسم مخططات من رتبة أعلى لهذه العمليات أو أي عمليات أخرى، مع ملاحظة أن عدد المخططات ينمو بسرعة مع زيادة الرتبة.

ν_μ ~ e^- μ^- w ν_e e^- γ γ γ e^+ γ γ e e e e γ γ

شكل (9.5) : مخطط فينمان من الرتبة الدنيا لعدة عمليات مختلفة

إن مقاربة نظرية الاضطراب المتضمنة في مخططات فينمان ذات محدودية عظمى. فالهدرونات - بروتونات، نيوترونات، ميزونات باي وغيرها - لا تظهر في تلك المخططات. وذلك لأن الهدرونات ليست على القائمة التي اعتمدناها للجسيمات الأولية. فهي حالات مقيدة من كواركات وجليونات، ومقاربة الاضطراب لا تجدي كثيرا. على سبيل المثال، ينبغي بالضرورة أن يكون لدالة ميزون π^+ الموجية الداخلية مركبة ud ولكنها تحتوي أيضا على مزيج من أعداد متنوعة من الجليونات، وأزواج من الكوارك وضديده لها نفس النكهة، خاصة $u\bar{u}$ ، $d\bar{d}$ ، $s\bar{s}$، وهكذا. لقد تم اكتساب قدر كبير من المعلومات التجريبية (الأولية) عن البنية الداخلية للبروتونات والنيوترونات، لكن تحديدا نظريا خالصا ليس أمرا سهلا، برغم التقدم الذي يجري حاليا. مقاربة مخططات فينمان إذن ذات فائدة كمية محدودة بالنسبة للتفاعلات المشتملة على هدرونات. إلا أن المخططات لا تزال مفيدة كيفيا. يكفي أن نسوق مثالا واحدا. اعتبر تفاعل التحلل الضعيف $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$. اعتبر أن ميزون K المتعادل هو في الأغلب ds ، والبيون السالب و $d\bar{u}$. يمكن تمثيل التفاعل عندئذ كما في شكل (9.6). توجد هنا ذروة واحدة ضعيفة - مضبوطة يقينا للعمل برتبة دنيا في التقارنات الكهروضعيفة. أما التآثرات القوية فإنها تحدث جميعها داخل الإطارين الأسودين اللذين يمثلان الميزونين K^0 و π^-.



شكل (9.6): مخطط فينمان لوصف $k^0 \rightarrow \pi^- + e+ \nu_e$ ، الإطاران الأسودان للهدرونات.

مرة ثانية، ماذا يجري الآن؟

يكسو نظرية الكم عدد من الأعاجيب التي يتجاوز العديد منها حدود الخيال المفرط بالنسبة للحدس والحس المشترك، ويكون بعضها مألوفا بدرجة لا تثير الملاحظة أو الدهشة بسهولة. والسؤال القديم عما إذا كانت المادة قابلة للتجزيء بصورة مستمرة، أو البناء من كيانات أساسية منفصلة تمت الإجابة عليه بحسم خلال السنوات الأولى من القرن العشرين لمصلحة الفرض الذري. فمن المؤكد أن الذرات الكيميائية لم تعد قوالب أساسية للبناء، ومثلها مكونات الذرة الكيميائية من بروتونات ونيوترونات. والأصح، أن البصلة قد تقشرت الآن إلى الكواركات والليبتونات وبوزونات القياس (المعايرة) التي ناقشناها. توجد أسباب للاعتقاد بأن هذه المداخل قابلة للانضمام إلى قائمة الجسيمات الأساسية. هناك مؤشر ضئيل جدا في الوقت الحالي على أن أيّا من هذه المداخل ذاتها قابلة للتجزيء إلى أبعد من ذلك، برغم أن ذلك غير ممكن تخيله يقينا. على أية حال، تكمن المسألة في أن البصلة ليست طبقية layered على نحو متصل ومستمر، فطبقاتها منفصلة.

اندهش عدد قليل من الملاحظين المتبصرين المتسمين بالتفهم وحدّة الملاحظة، ليس لمجرد النجاح المتزايد للنموذج الذري، ولكن لسبب عجيب مؤداه أن ذرات نوع (عنصر) معين تبدو متطابقة identical. مهما يكن من أمر مكونات ذرة أو جزئ ما، فإن المرء يتوقع من وجهة النظر الكلاسيكية وجود مدى متصل لتشكيلات (تركيبات) داخلية ممكنة، ومن ثم وجود طاقات رابطة، وخصائص كيميائية، وهكذا، لماذا تتجمع المكونات، بالنسبة لنوع (عنصر) كيميائي معين، في نفس التشكيلات الداخلية لجميع ذرات العالم التي تنتمي لنفس النوع؟ كتب العالم العظيم جيمس كليرك ماكسويل James Clerk Maxwell في مقالة بالموسوعة البريطانية عن الذرات والجزئيات، يقول: «لهذا فإن تكوين الجزيء حادثة لا تنتمي إلى نظام الطبيعة التي نعيش فيها»، لكن يجب بدلا من ذلك أن نرجع إلى حقبة «استقرار النظام الموجود للطبيعة...». لقد رأينا كيف تم تفسير هذا اللغز في ميكانيكا الكم. هناك طيف منفصل لحالات كمية مقيدة بدلا من متّصل لتشكيلات ممكنة للمكونات. إذا وُجد جزيئان في حالتين مختلفتين فإنهما في الحقيقة لا يكونان متطابقين؛ بينما إذا كان في نفس الحالة الكوانتية فإنهما يكونان متطابقين. هذا يعني أن المتطابق بين جميع أعضاء نوع معين هو طيف الحالات. كل هذا مجرد استنتاج اتفاقي لحقيقة يمكن ملاحظتها عن تكمية الحالات المقيدة. إلا أن هناك أعجوبة أعمق؛ تكمن تحديدا في أن جميع أعضاء نوع ما من الذرات لها مكونات متطابقة - وهكذا فإن جميع الإلكترونات في العالم، والبروتونات، والنيوترونات متطابقة. وبالتعمق أكثر تكون الكواركات التي لها نفس النكهة واللون وكل الجليونات التي لها قسم لوني معلوم متطابقة.

خاصية التطابق هذه بين قوالب البناء لنوع معين يمكن افتراضها ببساطة على غرار ما تم على مستوى ميكانيكا الجسيمات المادية، ولكنها انبثقت آليا من تطبيق مبادئ الكم على المجالات. وهذا هو أحد الانتصارات العظيمة، التي لا يُتغنى بها غالبا، لنظرية المجال الكمية. على المستوى

الكلاسيكي، تتواجد جسيمات ومجالات على قدم المساواة. على المستوى الكمي، تكون الأولوية للمجالات، وتظهر الجسيمات باعتبارها كمات المجالات وبُنسخ متطابقة.

أقصى ما يمكن ملاحظته في كل هذا هو أن المادة يمكن أن تستحدث وأن تهدم - لا يعاد ترتيبها فقط، ولكن تولد وتتحطم. وقدمت نظرية المجال الكمية إطارا نظريا مناسبا للتعامل مع هذه المسألة. إن التفسيرات المبسطة لميكانيكا الكم غالبا ما تجسد هذه الحقيقة جيدا، لكنها لا ترقى كثيرا بها إلى مستوى التعجب والاستغراب. لقد تلاشت الفكرة القديمة عن قوالب بناء غير قابلة للتجزيء يتكون منها العالم المادي! والأرجح أن تلك التقارير المبسطة ذاتها سوف تصف عملية الاستحداث creation بالاحتكام أساسا إلى المعادلة $E = mc2$ لتحويل الطاقة إلى مادة؛ وتصوِّر عملية الهدم في المقابل على أنها تحول من مادة إلى طاقة. المثال المفضل هو الفناء المروِّع للمادة والمادة المضادة. لكن هذا المثال مضلِّل وخادع تماما. حقيقي أن تفاعلات الجسيمات، بل في الواقع جميع التحولات بصورة عامة، يجب أن تحترم قوانين حفظ (بقاء) الطاقة وقوانين البقاء الأخرى. إلا أن الطاقة ليست بخَرا ما متحررا من جسم، فهي تولد في طاقتي حركة وسكون الجسيمات الفيزيائية الواقعية التي تشترك في تفاعل. وهكذا تظهر أشياء واقعية (حقيقية) عندما «يفْني» annihilate بروتون وضديده. مثال ذلك ظهور البيونات في التفاعل $p + \bar{p} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$. الطاقة الكلية على جانبي المعادلة واحدة. لا تختلف تفاعلات الدثور (الإفناء) في أي شيء عن تفاعلات أخرى تستحدث فيها جسيمات وتهدم(*) في حقيقة الأمر، حتى إذا عاد جسيم معين ساقط إلى الظهور في نواتج تفاعل ما، يفضل الاعتقاد بأنه هُدم أولا ثم أعيد استحداثه (تولّده) في العملية.

(*) الدثور (الإفناء) annihilation هو زوال الصفة المادية عن ضديدين عند التقائهما، وتحولهما إلى طاقة. ويقال «دثور المادة»، وليس فناؤها، بمعنى تحولها إلى إشعاع كهرومغناطيسي [المترجم].

استحداث المادة وهدمها شيء مرعب ورهيب. وتوفر نظرية المجال الكمية ما يبدو أنه الآلية المفاهيمية والرياضياتية الملائمة، على رغم أننا نستطيع فقط أن نستخلص الموضوع خالصا بشق الأنفس: مجالات كلاسيكية محوّلة إلى مؤثرات مجال كمي؛ حدود تآثر في الهاميلتونيان تلعب دور القوى وتؤثر في حالات ذاتية لطاقة - كمية تحرك جسيمية، لتنتج حالات جديدة ذات محتوى جسيمي متبدل؛ وهكذا. تكمن العقبة في أن هذا كله يبدو شكليا بلا حيوية، وغير فيزيائي. ماذا يجري الآن حقيقة؟ مخططات فينمان تساعدنا قليلا. يتم استحداث أو هدم جسيمات حقيقية وتقديرية عند كل ذروة، وتنتقل الجسيمات التقديرية إلى نقاط زمكانية أخرى حيثما تكرر هذا، وهلم جرا، أي تفاعل فيزيائي عبارة عن حاصل جمع مسارات مختلفة تمثل برسوم تخطيطية هي مخططات فينمان العديدة التي لا حصر لها. لكن هذا لا «يشرح» بالطبع كيف تحدث تلك الأفعال الأساسية للاستحداث والهدم عند ذُرا vertices مفردة في المقام الأول. بالرجوع إلى الصورة الكلاسيكية، يمكن للمرء أن يتخيل الآتي. ربما لا تكون هناك جسيمات مادية على الإطلاق، وتوجد مجالات فقط. ربما يكون أن ما نعتقده جسيمات ليس في الواقع إلا مناطق شدة مجالية مركزة. من السهل بدرجة كافية في إطار نظرية المجال الكلاسيكية أن نتخيل إمكانية تفتت الاضطرابات المتموقعة إلى اضطرابات أخرى متموقعة، أو تصادمها وتغير شكلها وتكاثرها، وهكذا. نتخيل موجات تسحق موجات في بحر عاصف. لكن هذه تأملات نظرية عديمة الجدوى. فليس هناك شيء واقعي يمكن التحكم فيه من بعد في أي مكان على هذه المسارات.

ربما يكون تعليل فينمان هو أفضل تفسير للاستحداث والهدم وجميع العجائب الأخرى في عالم الكم. بصياغة أخرى: «ذاك هو المنوال المميز للعالم».



قراءات

انتقاء شخصي لبعض المراجع

Pais, A. Subtle is the Lord. Oxford University Press, 1982.

هذه هي السيرة العلمية الكلاسيكية لألبرت أينشتين. مصدر رائع لمعلومات وتبصرات حول أصول ميكانيكا الكم في مسألة إشعاع الجسم الأسود، وحول نزاع أينشتين المستمر مع الكم.

Cline, B. Men Who Made a New Physics. University of Chicago Press, 1987.

تاريخ مبسط نوعا للأساس، وللمؤسسين وآرائهم التفسيرية.

Jammer, M. The Conceptual Development of Quantum Mechanics. Wiley, 1974.

تقرير تثقيفي موثق، بنصوص ومعادلات.

Schweber, S. QED and the Men Who Made It. Princiton University Press, 1994.

تاريخ نظرية المجال الكمية. معظمه فني متخصص، لكنه موشى برسوم وصور رائعة للمؤسسين وشخصيات ريادية أخرى.

Wheeler, J. A., and W. H. Zurek, eds. Quantum Theory and Measurement. Princiton University Press. 1983.

مجموعة كبيرة من الأوراق البحثية الكلاسيكية حول ألغاز ومسائل تفسير ميكانيكا الكم.

Hey, T. and P. Walter. The Quantum Universe. Cambridge University Press, 1987.

يقدم المؤلفان وصفا مبهجا لبنية ميكانيكا الكم وتطبيقاتها وعجائبها: ظريف، غير متعمق، به رسوم وصور رائعة.

Feynman, R. QED, The Strange Theory of Light and Matter. Princiton University, 1985.

كهروديناميكا الكم مشروحة بمصطلحات عادية.

Pagels, H. R. The Cosmic Code: Quantum Physics as the Image of Nature. Simon and Schuster, 1982

وصف لا رياضياتي لعالم الكم وألغازه.

Zee, A. Fearful Symmetry. Macmillan, 1986.

بيّون رائع متعمق في التماثل كدليل لاكتشاف قوانين الطبيعة.

Wilczek, F., and B. Devine. Longing for the Harmonics: Themes and Variations from Modern Physics. Norton, 1988.

مجموعة مبهجة وموثقة وأصيلة من أجزاء صغيرة تغطي مدى طبيعيا واسعا.

Weinberg, S. The Discovery of Subatomic Particles. Freeman, 1983.

نمو الفرض الذري؛ اكتشاف الإلكترون والذرة النووية والنيوترون؛ وغيرها. أسلوب جذاب ومقبول.

Bernstein, J. The Tenth Dimension. Mc Graw Hill, 1989.

تقرير تفصيلي معتدل بأسلوب سلس عن فيزياء الجسيمات.

Ne'eman, Y., and Y. Kirsh. The Particle Hunters. Cambridge University Press, 1996.

تغطية واسعة تمتد من الذرات الأولى حتى النموذج العياري الحديث وما وراء ذلك.



المؤلف في سطور

سام تريمان

* عمل أستاذا متفرغا للفيزياء بجامعة برنستون.
* شارك في تأليف كتاب «الجبر المعاصر وتطبيقاته»، وكتاب «نظرية التشتت».
* توفي عام ١٩٩٩م.

المترجم في سطور

أ.د. أحمد فؤاد باشا

* أستاذ الفيزياء المتفرغ بكلية العلوم ـ جامعة القاهرة.
* النائب السابق لرئيس جامعة القاهرة، والعميد الأسبق لكلية العلوم – جامعة القاهرة.
* عضو مجمع اللغة العربية بالقاهرة، وعضو المجمع العلمي المصري، وعضو المجلس الأعلى للشؤون الإسلامية، وعضو اللجنة القومية للفيزياء البحتة والتطبيقية، ومقرر اللجنة القومية لتاريخ وفلسفة العلم بأكاديمية البحث العلمي بمصر، وعضو اللجنة الوطنية للأخلاقيات الحيوية في اليونسكو، بالإضافة إلى عضوية العديد من الهيئات واللجان العلمية الأخرى.
* أثرى المكتبة العربية حتى الآن بحوالي خمسين كتابا مؤلفا أو محققا أو مترجما عن الإنجليزية (منفردا أو بالاشتراك مع آخرين)، وشارك في العديد من المؤتمرات والندوات المتخصصة في العلوم الفيزيائية وقضايا الفكر العلمي والفلسفي، وأسهم في نشر الثقافة العلمية وتبسيط العلوم بمئات المقالات والأحاديث الإذاعية والتليفزيونية.

* صدر له عن سلسلة «عالم المعرفة» ترجمة كتاب دونالد ر. هيل «العلوم والهندسة في الحضارة الإسلامية»، العدد ٣٠٥، يوليو ٢٠٠٤م.

* من مؤلفاته وترجماته (منفردا أو بالاشتراك): الميكانيكا العامة وتطبيقاتها (١٩٧٧) ـ الديناميكا الحرارية (١٩٨٠) ـ التراث العلمي للحضارة الإسلامية ومكانته في تاريخ العلم والحضارة (١٩٨٣) ـ أساسيات العلوم المعاصرة في التراث الإسلامي، دراسات تأصيلية (١٩٩٧) ـ البصريات (١٩٩٨) ـ فيزياء الجوامد (٢٠٠٠) ـ الفيزياء الحيوية (٢٠٠١) ـ أساسيات العلوم الفيزيائية (٢٠٠٤) ـ في التنوير العلمي (٢٠٠٥).



سلسلة عالَم المعرفة

«عالم المعرفة» سلسلة كتب ثقافية تصدر في مطلع كل شهر ميلادي عن المجلس الوطني للثقافة والفنون والآداب - دولة الكويت - وقد صدر العدد الأول منها في شهر يناير العام ١٩٧٨.

تهدف هذه السلسلة إلى تزويد القارئ بمادة جيدة من الثقافة تغطي جميع فروع المعرفة، وكذلك ربطه بأحدث التيارات الفكرية والثقافية المعاصرة. ومن الموضوعات التي تعالجها تأليفا وترجمة:

١ ـ الدراسات الإنسانية : تاريخ ـ فلسفة ـ أدب الرحلات ـ الدراسات الحضارية ـ تاريخ الأفكار.

٢ ـ العلوم الاجتماعية: اجتماع ـ اقتصاد ـ سياسة ـ علم نفس ـ جغرافيا ـ تخطيط ـ دراسات إستراتيجية ـ مستقبليات.

٣ ـ الدراسات الأدبية واللغوية : الأدب العربي ـ الآداب العالمية ـ علم اللغة.

٤ ـ الدراسات الفنية : علم الجمال وفلسفة الفن ـ المسرح ـ الموسيقى ـ الفنون التشكيلية والفنون الشعبية.

٥ ـ الدراسات العلمية : تاريخ العلم وفلسفته ، تبسيط العلوم الطبيعية (فيزياء، كيمياء، علم الحياة، فلك) ـ الرياضيات التطبيقية (مع الاهتمام بالجوانب الإنسانية لهذه العلوم)، والدراسات التكنولوجية.

أما بالنسبة إلى نشر الأعمال الإبداعية ـ المترجمة أو المؤلفة ـ من شعر وقصة ومسرحية، وكذلك الأعمال المتعلقة بشخصية واحدة بعينها فهذا أمر غير وارد في الوقت الحالي.

هذا الكتاب

خطوة متقدمة نحو إثراء الثقافة العلمية المعاصرة بالجديد والمثير في عالم الذرّة ونواتها. فقد أدت الفيزياء الحديثة إلى زعزعة ما كان يسمى بالحتمية العلمية، وبدأ الحديث عن الاحتمالية والنسبية والازدواجية والارتياب والفوضى، وغير ذلك من المصطلحات والمفاهيم التي تميزت بها فيزياء القرن العشرين، وقامت عليها نظريات كبرى دفعت بمسيرة العلم قدما وانعكست آثارها المباشرة على حياة الناس وفهمهم لطبيعة الكون الذي يعيشون فيه. وقد استطاع المؤلف أن يقدم عرضا مبسَّطا لأهم تلك النظريات التي غيرت مجرى الفكر العلمي والفلسفي ومهدت لعلوم مستقبلية جديدة، وجعل من نظرية الكمّ غريبة الأطوار محورا رئيسيا تدور حوله مختلف النظريات الأخرى التي يتألف منها نسيج العلم المعاصر.

يهدف هذا الكتاب إلى مخاطبة جمهور عريض من محبي المعرفة والاطلاع، من العلماء غير المتخصصين في فروع ميكانيكا الكم، وأيضا من غير العلماء على جميع المستويات، خاصة أولئك الذين ينفرون من التفصيلات الفنية والمعادلات الرياضياتية الصعبة. يستطيع كل إنسان أن يقرأه ويغترف منه ليعرف أننا نعيش في عالم كميّ غريب، يتحدى بطبيعته المخالفة للبداهة كل تفسير مريح عهدناه وألفنا مفاهيمه في العالم الكلاسيكي.

ISBN 99906 - 0 - 191 - 2

رقم الإيداع (٢٠٠٦/٠٠٠١٢)